

Série A, N° 3523

N° d'ordre: 4395

THÈSES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

Le Grade de Docteur Es-Sciences Physiques

PAR

D R O R S A D E H

1^{re} THESE. — « DETERMINATION ET CARACTERISTIQUES
DES NIVEAUX DE NOYAUX LEGERS EXCITES PAR
LE RAYONNEMENT GAMMA D'UN BETATRON ».

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 14 Juin 1960 devant la Commission d'examen.

MM. DE BROGLIE, *Président.*

MAGNAN {
NATAF { *Examineurs.*



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Série A, N° 3523

N° d'ordre : 4395

THÈSES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

Le Grade de Docteur Es-Sciences Physiques

PAR

D R O R S A D E H

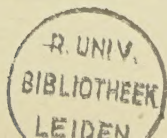
1^{re} THESE. — « DETERMINATION ET CARACTERISTIQUES
DES NIVEAUX DE NOYAUX LEGERS EXCITES PAR
LE RAYONNEMENT GAMMA D'UN BETATRON ».

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 14 Juin 1960 devant la Commission d'examen.

MM. DE BROGLIE, *Président.*

MAGNAN {
NATAF { *Examineurs.*



A ma mère

מוקדש לאמי דבורה שדה
כתוקרה

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à :

*Monsieur le Professeur C. MAGNAN,
Directeur du Laboratoire de Synthèse Atomique du C.N.R.S.,*

*pour les conseils et les encouragements qu'il m'a prodigués et pour
l'accueil bienveillant qu'il m'a réservé dans son Laboratoire.*

Ma reconnaissance et mes respectueux hommages vont également à :

*Monsieur le Professeur F. PERRIN,
Membre de l'Académie des Sciences,*

qui m'a manifesté son intérêt profond,

et à

*Monsieur le Professeur L. KATZ,
Membre de la Royal Society of London,*

*qui m'a encouragé et m'a transmis les résultats de ses travaux
personnels avant même leur publication.*

*Je tiens également à remercier mes collègues de laboratoire
pour leur aide précieuse et constante dans la réalisation de ce
travail, et en particulier Madame CHANTELOT, responsable du
bon entretien du béta-tron, et Mesdames VALENTIN et DION qui
ont tout fait pour faciliter ma tâche.*

*Mon ami Francis E. ATTALI m'a apporté une collaboration
précieuse dans la rédaction de cette thèse. Sa connaissance de
l'hébreu — ma langue maternelle — et du français, et le soin
infatigable avec lequel il a cherché à rendre une terminologie
rigoureuse, m'ont permis de mener à bien le dernier stade de
mon travail.*

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	7
CHAPITRE I : <i>LES « CASSURES »</i> :	
1) Aspects Théoriques	10
2) Les travaux expérimentaux	12
CHAPITRE II : <i>NOS METHODES</i> :	
1) Méthode de mesure de l'activité	18
A) Système de comptage à un cristal	18
B) Mesure de l'activité avec deux cristaux de NaI	24
2) Mesure de la dose de rayonnement	30
A) Mesure à l'aide de cibles de cuivre	31
B) Mesure à l'aide d'une chambre d'ionisation	32
3) Maintien de la direction du faisceau de Gam- mas	33
4) Variation dans le spectre de freinage	34
5) Stabilité en énergie du bétatron	35
6) Reproductibilité de cassures	35
7) Emplacement de la cible	36
CHAPITRE III : <i>RESULTATS EXPERIMENTAUX</i> :	
1) Etalonnage du bétatron en énergie	38
2) Les résultats pour le carbone 12	42
3) Les résultats pour l'oxygène 16	47
4) Les résultats pour le fluor 19	54
5) Les résultats pour l'azote 14	56
6) Les résultats pour le phosphore 31	58
CHAPITRE IV : <i>SPIN ET PARITE DE NIVEAUX</i> :	
1) Calcul du spin et de parité d'après la pente de la courbe d'activation	61
2) Essai de détermination de la distribution angu- laire	64

INTRODUCTION

Lorsqu'en 1934 furent découverts les interactions entre photons et électrons, (effet photoélectrique et effet Compton) Chadwick et Goldhaber (34) pensèrent que le même effet pourrait aussi exister entre photons et noyaux. Ils placèrent du deutérium près de Th C'' qui donne un rayonnement gamma de 2,62 Mev et constatèrent une ionisation du gaz deutérium due au passage de protons dans le gaz. C'est ainsi que fut découverte pour la première fois la réaction photonucléaire. Plus tard, Szilard et Chalmers (34) observèrent la photodésintégration du beryllium par les rayons gamma du radium, mais à cause de la faible énergie de ce rayonnement, ils ne purent obtenir la photo-désintégration d'autres noyaux.

L'emploi de photons pour provoquer une réaction nucléaire a une importance particulière, étant donné que la particule incidente (le photon) a une masse nulle, ce qui simplifie les bilans d'énergie. En particulier, la photodésintégration du deutérium a permis de vérifier la masse du neutron, et de montrer qu'elle est supérieure à celle du proton. En outre, elle a montré que l'interaction d'un photon avec un noyau est différente de celle d'une particule lourde sur un noyau, ce qui est une source supplémentaire d'études sur les forces nucléaires.

Cependant, entre les années 1934 et 1939, de nombreux résultats expérimentaux ont été obtenus grâce à l'emploi de particules accélérées (protons, deutérons, alphas) par suite de l'impossibilité d'obtenir des rayons gamma à énergie élevée. Justement, l'accélération de particules chargées avait montré qu'il existe des réactions qui donnent des rayons gamma à énergie élevée, telles que le bombardement de ${}^7\text{Li}$ par protons, qui donne un rayonnement gamma de 17,6 Mev et un autre de 14,8 Mev.

L'emploi de ces rayonnements a donné lieu à de nombreux travaux depuis 1937, étant donné que la plupart des seuils des réactions photonucléaires sont au-dessous de l'énergie de ces photons. (Par exemple : Bothe 37, Chastel 52).

Enfin, l'utilisation des bétatrons, accélérateurs linéaires et synchrotrons a ouvert de nouvelles possibilités d'étude des réactions photonucléaires. Il a fallu attendre jusqu'en 1945 qu'on les perfectionne suffisamment pour que les résultats deviennent satisfaisants.

Mais il n'en restait pas moins une sérieuse restriction à l'emploi de ces appareils : ils ne donnent pas de photons monoénergétiques, mais un spectre de photons selon une fonction qui n'est pratiquement pas connue, avec une précision suffisante. Ce n'est qu'en 1959 qu'on a commencé à construire (tant à Saclay qu'à Harwell) un accélérateur linéaire qui donne, par sélection, des photons monoénergétiques.

Une cause supplémentaire de l'imprécision de ces appareils est dans le mode de leur étalonnage, qui se fait à l'aide de réactions de seuil. En effet, il faut signaler que la précision de l'énergie d'un accélérateur linéaire est de l'ordre de grandeur de 1 Mev, tandis que celle d'un bétatron est de 10 Kev, alors que le nombre des photons est beaucoup plus élevé (quelques ordres de grandeur, selon l'appareil considéré) que dans un bétatron (Bishop 57).

Les premiers résultats pratiques ont donné les seuils des réactions photonucléaires. En même temps, il est apparu que la courbe de section efficace, en fonction de l'énergie des réactions photonucléaires avait une forme de résonance géante, avec un maximum E_m situé à quelques Mev du seuil de la réaction, et d'une largeur comprise entre 1,7 Mev et 7,9 Mev, alors que, pour la plupart des noyaux, elle est de 6 Mev.

Pour expliquer la résonance géante, et en général, le mécanisme de la réaction photonucléaire, on a essayé deux modèles : le modèle collectif et le modèle d'une particule indépendante. Le modèle collectif, proposé par Goldhaber (48) est un modèle classique qui admet que tous les protons se déplacent en sens inverse des neutrons. Si l'on considère les protons et les neutrons comme des liquides compressibles, on obtient le maximum E_m proportionnel à $A^{-1/3}$. Si l'on suppose qu'ils sont incompressibles, mais peuvent s'entrepénétrer, on obtient E_m proportionnel à $A^{-1/4}$ (5). Ce modèle admet la création d'un noyau composé, mais ne peut expliquer le phénomène d'effet photonucléaire direct.

Le deuxième modèle, examiné par Wilkinson, admet que les photons sont absorbés par des niveaux excités du noyau irradié. Un nucléon, se trouvant sur une orbite libre à l'état fondamental du noyau, absorbe un photon et monte à une orbite supérieure du modèle quantique (shell model) si ce noyau vient à être irradié. Le nucléon reste sur cette orbite jusqu'à ce que les chocs avec d'autres nucléons entraînent une distribution de l'énergie dans tout le noyau. Si le nucléon sort du noyau avant que se fasse cette distribution, il y a effet photonucléaire direct ; s'il sort après, il se forme un noyau composé. Selon ce modèle, on a calculé le rapport entre la section de la réaction photoneutronique et la réaction photoprotonique, ainsi que la distribution angulaire des photonucléons, et on a obtenu des résultats expérimentaux proches de ceux donnés par la théorie.

Les résultats des mesures de E_m tendent à confirmer le choix de ce modèle. On s'aperçoit que la courbe représentative de E_m en fonction de A , (lorsque A est le nombre de nucléons dans le noyau) présente des irrégularités lorsque A prend les valeurs des noyaux ayant un nombre magique de protons ou de neutrons.

Une preuve supplémentaire en faveur du « modèle de la particule indépendante » est donnée par Mann (55). La distribution angulaire des photoprotons dans le ^{12}C peut être expliqué si l'on suppose que le spin et la parité des niveaux est celle que l'on obtient avec le modèle quantique (shell model).

Un autre argument en faveur de ce modèle fut la découverte, en 1952, par une équipe canadienne, de discontinuités dans les courbes de section efficace de certains noyaux, choses qui peuvent être expliquées par l'absorption de photons par des niveaux excités du noyau irradié.

Définir les méthodes plus précises de détection de ces cassures, et les caractéristiques des niveaux provoquant ces cassures (par exemple, leur spin et leur parité), tel est le sujet de ce travail.

Chapitre I

LES « CASSURES »

I. — ASPECTS THEORIQUES.

C'est en faisant des expériences de détermination de sections efficaces des réactions de photoneutronique de ^{12}C et de ^{16}O , qu'ont été découvertes des « cassures » dans la courbe de section efficace (« structure fine »). Ces cassures apparaissaient à des niveaux d'énergie différentes pour des noyaux différents, quand on calculait la section efficace autant en mesurant l'activation du noyau formé qu'en mesurant directement les neutrons émis. Il était hors de doute (Katz 54) que ces cassures étaient une particularité du noyau, et non une conséquence de l'action du bêatron. On a interprété ces cassures comme une absorption de photons qui se fait, du moins en partie, par les niveaux élevés du noyau irradié. C'est donc le processus contraire à celui bien connu de capture radiative des noyaux légers.

La section de réaction photoneutronique peut s'écrire :

$$\sigma(\gamma, n) = \sigma(\gamma) G(n)$$

si $\sigma(\gamma)$ est la section d'absorption de photons, et $G(n)$ est la probabilité d'émission d'un neutron. Le nombre de photoneutrons pour un bêatron d'une énergie E_0 est donc :

$$n(E_0) = \int_0^{E_0} P(E, E_0) \sigma(\gamma, n) dE = \int_0^{E_0} P(E, E_0) \sigma(\gamma) G(n) dE$$

si $P(E, E_0)$ est le nombre de photons d'une énergie E qui atteigne la cible. La « structure fine » peut être causée par des discontinuités de P , $\sigma(\gamma)$ ou $G(n)$. Une discontinuité de P peut bien être causée par l'absorption de photons par les électrons de la cible, mais les variations de cette absorption sont lentes, en fonction de l'énergie des photons. Une discontinuité de $G(n)$ peut être due à l'influence d'un autre processus émettant des neutrons. Bishop (57) a montré que là n'est pas la cause de ces cassures, étant donné que l'augmentation de l'énergie du bêatron ne peut entraîner qu'une diminution de $G(n)$, à cause de l'apparition de réactions compétitives. En outre, on a trouvé des cassures pour des valeurs d'énergie éloignées de tout seuil de réactions compétitives (Katz 54).

Il en résulte donc que les cassures sont dues à des discontinuités dans la section d'absorption des rayonnements. L'absorption des photos se fait par des niveaux d'une largeur de 20 Kev Penfold 55) alors qu'une absorption par des niveaux plus larges ne donne pas de pente assez élevée. Un argument supplémentaire en faveur de la structure fine et une confirmation que l'absorption se fait par les niveaux du noyau irradié sont donnés par la mesure de l'énergie des photonucléons dans les réactions photoprotonique de ^{12}C et de ^{16}O . On a trouvé des groupes de protons dont l'énergie correspond au passage du proton du niveau excité du noyau irradié à un niveau du noyau formé. Johansson (55) a irradié sous une énergie de 21 Mev des cibles d'oxygène. Etant donné que le premier niveau dans le ^{15}N est de 5,28 Mev, et que le seuil de la réaction photoprotonique de ^{16}O est à 12,11 Mev, on n'obtient pratiquement qu'une émission de protons vers le niveau fondamental de ^{15}N . Le spectre des protons est donc simple et ils peuvent convenir aux niveaux excités de ^{16}O . Ce résultat correspond bien à celui obtenu par Katz 54). Des niveaux de noyau à énergie correspondant aux énergies des cassures ont également été obtenus par d'autres méthodes (pour ^{12}C , par la réaction $^{11}\text{B}(\text{p}, \text{n})^{11}\text{C}$ Blazer 51).

Nous montrerons un peu plus tard que, pour la plupart des cassures que nous avons obtenues pour les noyaux ^{12}C , ^{15}N , ^{16}O , ^{19}F , et ^{31}P , il est possible de retrouver les niveaux d'énergie déterminés par d'autres méthodes, et parfois même, de trouver des niveaux supplémentaires, qu'à cause des lois de sélection, il est impossible d'obtenir au moyen d'autres réactions.

Le bétatron est donc un des instruments grâce auxquels on peut mesurer, au moyen des réactions photonucléaires qu'il provoque, des niveaux élevés dans des noyaux légers.

On n'a pas trouvé de cassures dans les noyaux plus lourds que celui du Cuivre, malgré tous les efforts (Katz 54), et ceci, parce que la densité des niveaux dans les noyaux lourds est plus grande que le pouvoir séparateur du bétatron ; et aussi peut-être, parce que la section d'absorption des photons par ces niveaux est trop petite.

Le spin et la parité des niveaux.

Si nous supposons que les cassures sont dues à une absorption de résonnance par les niveaux de noyau, il est alors possible, par une mesure de la pente de la cassure, de se faire une idée du spin et de la parité du niveau. La formation et la désintégration du niveau obéit à la formule de Breit-Wigner qui, dans le cas de l'absorption d'un photon par un certain niveau, peut s'écrire ainsi :

$$\sigma(\gamma, \text{n}) = \pi \lambda^2 \gamma S_0 \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_n}{(E - E_r)^2 + 1/4\Gamma} \text{ (Peaslee, 52).}$$

si Γ est la largeur totale du niveau, Γ_γ celle du niveau d'absorption

du photon et Γ_0 celle du niveau d'émission du neutron ; S_0 est donné par la formule

$$S_0 = (2J + 1) / (2I + 1) \cdot 1/2$$

quand le noyau est passé du niveau dont le spin est I au niveau de spin J , à la suite de l'action d'un photon de multipolarité adéquate (si un noyau de niveau fondamental 0 absorbe un photon et passe au niveau 1 , un photon de dipole électrique $E1$ est alors absorbé). Une intégration de la dernière équation donne alors :

$$\int \sigma(\gamma n) dE = 2 \pi^2 \lambda \gamma S_0 \Gamma_\gamma / \Gamma$$

De la pente de la cassure correspondant à un certain niveau, on peut calculer $\int \sigma dE$ et ce calcul se fera d'une manière plus précise dans le chapitre traitant du spin et de la parité des niveaux. Connaissant le rapport Γ_0/Γ (Moringa, 55), on peut alors obtenir la valeur de Γ_γ .

Ainsi par exemple, pour la première cassure de la réaction $^{12}\text{C}(\gamma n)^{11}\text{C}$, Katz (54) a obtenu $\int \sigma dE = 0.23.10^{-3}$ Nev barn, ce qui, d'après la dernière formule, donne $\Gamma_\gamma = 5.3$ ev (pour une transition dipole). Pour comparaison, on peut calculer Γ_γ selon le modèle de la particule indépendante, comme l'a fait Weisskopf (51). (Penfold, 55). On obtient alors pour ce niveau : $\Gamma(E1) = 2.840$ ev, $\Gamma(M1) = 85$ ev, et $\Gamma(E2) = 4.4$ ev. Au fur et à mesure que l'on monte l'échelle des énergies de cassures, on obtient des valeurs se trouvant entre celles de $\Gamma(E2)$ et $\Gamma(M1)$. L'absence de transition $E1$ peut être expliquée par les lois de sélection de spin isotopique, étant donné que pour ces niveaux, $T = 0$; mais Spicer (55) a montré que là n'était pas le cas, et il a proposé une autre théorie. Pour déterminer s'il s'agit de $E2$ ou $M1$, il n'y a qu'un seul moyen, c'est la mesure de la distribution angulaire des neutrons émis. Nous en parlerons au 4^e chapitre.

II. — LES TRAVAUX EXPERIMENTAUX.

La première équipe qui a signalé des « cassures » dans la courbe d'activation de la réaction photoneutronique d' ^{16}O était l'équipe canadienne en 1952 (Haslam, 52). A l'aide d'un bétatron « Allis-chalmers » de 25 Mev, ils ont irradié des cibles d'acide-borique ($\text{H}_2\text{B}_4\text{O}_7$) en faisant varier l'énergie des photons, et ils ont mesuré à l'aide d'un compteur Geiger l'activation β^- de ^{16}O , qui a une demi-vie de 2 minutes.

Etant donné que c'était la première fois qu'on voyait ces « cassures », leur expérience avait pour but de vérifier qu'elles n'étaient pas dues au fonctionnement du bétatron, mais étaient une des caractéristiques du noyau. Pour vérifier cela, ils ont changé, à chaque fois, un autre élément dans le bétatron (par exemple : la tension de référence de l'expansion ou l'hélicot du potentiomètre) et ont constaté que les « cassures » ont toujours réapparu.

La même équipe a publié en 1954 (Katz 54) les résultats complets des expériences sur les « cassures » dans les réactions photoneutroniques de ^{12}C et de ^{16}O trouvées en mesurant l'activité du noyau formé, ainsi que sur les « cassures » trouvées en comptant les neutrons émis. Le comptage d'activité était effectué à l'aide de compteurs géiger qu'on avait placés à l'intérieur des cibles en forme de cylindre creux.

Quant on examine les graphiques donnés par ces chercheurs, il apparaît qu'à des époques différentes, ils ont trouvé les « cassures » pour des valeurs différentes.

Le tableau suivant montre quelques résultats obtenus.

1) Pour l'oxygène 16.

Date	Résultats en Mev			
16-12-53	18.9 ± 0.1	19.3	20.7	21.9 ± 0.2
10- 1-53	18.7	19.1	20.3	21.5
8- 6-52	18.8		20.4	21.1 21.4

2) Pour le carbone 12.

Date	Résultats en Mev			
Mars-Mai 1952	21.4 ± 0.2		22.6	
Janv.-Fév. 1953	21.1	21.6	22.4	22.8
Mesure de neutrons	21.2	21.6	22.4	

La mesure des neutrons se fait avec des compteurs BF_3 lorsque la cible irradiée se trouve à dix mètres de l'anticathode du bétatron. Cette grande distance diminue de beaucoup le nombre des coups, mais elle est indispensable à cause de la nécessité de protéger efficacement les compteurs contre les neutrons venant directement du bétatron, et aussi contre les impulsions des photons qui frappent les compteurs et les bloquent pendant quelques microsecondes.

En outre, le produit de l'efficacité du compteur BF_3 par l'angle solide est de l'ordre de quelques pour cents, de telle sorte que la pente de la section efficace, après le seuil, est douce, et qu'il est difficile d'identifier le seuil étant donné que les seuils des réactions photoneutroniques servent à étalonner le bétatron. L'erreur, dans cette méthode de comptage est de 0.1 à 0.2 Mev.

Et en effet, Penfold (55 a) a montré que Katz s'était trompé dans ses travaux, quant à la détermination du seuil, à cause du petit nombre de coups dans ses expériences. Cette erreur est due à ce que Katz n'a pas discerné qu'il y avait une légère augmen-

tation avant le point qu'il a cru être le seuil, de telle sorte que le seuil véritable se trouve à une valeur d'héliopot plus basse, et que ce qu'il a cru être le seuil est en réalité le premier niveau.

Penfold et Spicer (55) ont mesuré, avec plus de détails, les cassures dans la réaction $O(\gamma, n)^{17}O$, en mesurant l'activation de ^{17}O avec des compteurs Geiger. Ils ont obtenu 25 cassures qui s'identifient, en partie, avec celles trouvées par Katz (54). (Le détail des niveaux et leur comparaison avec les niveaux que nous avons déterminés, au cours de nos propres expériences, seront donnés au chapitre suivant.)

La troisième équipe qui a trouvé des cassures dans ^{12}C et ^{16}O , et s'en est servi pour contrôler l'échelle de l'énergie du bêtatron, fut l'équipe yougoslave (Jamnik, 57). Elle a utilisé, elle aussi, des compteurs Geiger pour mesurer les activités.

Une quatrième équipe qui a constaté des cassures par la méthode d'activation et la mesure des neutrons émis a été l'équipe française (Schuhl, 56 ; Basile, 55 ; Basile, 58). Elle a trouvé quatre cassures dans la courbe d'activation de la réaction de photoneutronique de ^{12}C et trois pour ^{27}Al , de même que des cassures dans la réaction photoneutronique de ^{31}P et pour ce de ^{35}Cl . Pour ^{31}P et ^{35}Cl , ils se sont servis de la méthode d'activation qu'ils ont mesurée avec des compteurs Geiger ayant une fenêtre mince. L'étalonnage de leur bêtatron a été fait à l'aide de réactions de seuil, tandis que l'activité aux environs du seuil était mesurée, elle aussi, par des compteurs Geiger.

Etant donné que l'augmentation de l'activation aux environs du seuil de la réaction est lente, il est difficile de déterminer avec précision la valeur de ce seuil. Pour le trouver, on se sert en général d'une méthode proposée par Katz, 50, et dont s'est servi Birnbaum, 53 : On suppose que l'activation est telle que

$$y = k (H - H_0)^z$$

quand K et z sont des constantes, H l'héliopot convenant à l'énergie maximale des photons et H_0 l'héliopot convenant au seuil de la réaction. La courbe représentative de $\log y$ en fonction de $\log (H - H_0)$ doit être une droite, mais étant donné qu'on ne connaît pas la valeur de H_0 , on trace toute une série de courbes pour des valeurs différentes de H_0 , jusqu'à ce que l'on obtienne une droite pour une certaine valeur qui est la valeur convenant à l'énergie du seuil de la réaction.

Cette méthode est bonne pour un noyau comme celui du Cuivre, pour lequel l'augmentation de la courbe de section efficace de la réaction photoneutronique de ^{63}Cu ne montre aucune cassure. Là où se présentent des cassures, on pourrait tracer des droites pour de nombreuses valeurs de H_0 , tout en restant dans les limites d'erreurs. En outre, Axel (56) a montré que l'équation précédente n'est pas toujours valable et donne quelquefois des seuils incorrects.

La méthode la plus rationnelle, là où se présentent des cassures, est de trouver le point d'intersection des deux courbes représentant l'activation avant et après le seuil (Katz, 54 ; Penfold, 55). Mais encore une fois, comme nous l'avons dit plus haut, il faut un grand nombre de coups aux environs du seuil pour obtenir une précision plus grande dans la détermination de l'énergie de ce seuil.

Une méthode relativement nouvelle d'étalonnage du bétatron (Penfold, 58 ; Jamnik, 55 ; Basile, 55) est de mesurer le champ magnétique déterminant l'énergie des électrons. On place une bobine autour de la chambre à vide du bétatron. Il s'y crée une tension proportionnelle aux variations du champ magnétique. Une amplification et une mesure précise du courant induit donnent la possibilité de déterminer, pour chaque valeur de l'hélipot, l'énergie lui correspondant. Mais pour déterminer les valeurs des différentes de quelques réactions (Penfold, 59), ce qui nous ramène encore à la nécessité d'obtenir un grand nombre de coups aux environs des seuils de ces réactions.

Imperfections des méthodes précédentes.

1. Faible efficacité des méthodes de comptage.

A) Dans la méthode de comptage des neutrons, il faut, comme nous l'avons dit plus haut, placer les compteurs de neutrons à une grande distance du bétatron, pour éviter qu'il n'y ait trop de photons qui pourraient bloquer les compteurs pendant un certain temps après la fin de l'impulsion. Les photons frappent la cible, et les neutrons émis sont alors ralentis par de la paraffine et mesurés par des compteurs BF_3 . Un système de coïncidence ouvre les compteurs pendant un certain temps après la fin de l'impulsion. Tous les chercheurs qui ont travaillé selon cette méthode n'ont pas donné d'indications précises quant à l'efficacité des compteurs BF_3 , mais de la documentation technique que nous avons pu lire, nous pouvons évaluer à 2-3 % le produit de l'efficacité par l'angle solide pour les compteurs enrichis au ^{10}B . Cette méthode, que nous avons essayée, nous aussi, (voir dernier chapitre), paraît être la moins bonne, non seulement à cause de son faible rendement, mais aussi à cause de la « fatigue » des compteurs en fonction du temps, et ceci, parce qu'ils se trouvent continuellement soumis à un grand flux de photons diffusés par la cible. De telle sorte que les mesures faites à intervalle de quelques jours, avec la même énergie, ne donnent pas le même nombre de neutrons. En outre, on ne peut différencier les neutrons émis par la réaction étudiée de ceux émis par les matériaux se trouvant dans la cible en tant qu'impuretés ; tandis que par la méthode d'activation, il est possible de différencier les réactions qui donnent des noyaux ayant une demi-vie différente. Katz (54) et Basile (55), qui ont mesuré les cassures de la réaction photoneutronique de ^{12}C par comptage de

neutrons, n'ont pas réussi à identifier toutes les cassures obtenues par la méthode d'activation.

B) Une deuxième méthode, d'un rendement particulièrement faible, est la mesure au moyen de plaques photographiques. On s'en sert principalement pour les réactions photo alpha et photo-deutron, lorsque le noyau émis est stable et que la trace des particules alpha et deuteron sur l'émulsion photographique est nette. (Wafflen, 49 ; Wafflen, 52). Son avantage est que, grâce à elle, on peut mesurer l'énergie de la particule émise, tandis qu'avec les méthodes habituelles (compteurs proportionnels ou photomultiplicateurs) cela est très difficile, car les mesures sont gênées par le fort bruit de fond provenant des rayonnements émis par le bétatron. Par cette méthode, on n'a même pas essayé de chercher des cassures. On s'en est servi seulement pour prouver l'existence de groupes de protons correspondant aux énergies des cassures. (Spicer, 55 ; Stephens, 55).

C) Une troisième méthode de mesure est celle de l'activation.

Là, on peut mettre la cible très près de l'anticathode du bétatron, et ainsi utiliser le maximum du flux de photons, mais alors on mesure le rayonnement β^+ du noyau formé, et il n'y a donc pas lieu d'employer des cibles plus épaisses que la longueur du parcours des β^+ dans le matériau. Cette restriction diminue le nombre de coups enregistrés. En outre, l'efficacité des compteurs n'est, dans le meilleur des cas, que de l'ordre de grandeur de 20 % environ. L'angle solide dépend des conditions de l'expérience, mais lui aussi ne peut dépasser 20 %, sauf dans le cas spécial où l'on adapte des cibles de forme particulière pour des compteurs, eux aussi de forme particulière, comme l'a fait Katz (54) : l'angle solide est alors de 40 %. Mais la grande surface active et la minceur de la couche sensible de ce genre de compteurs font que leur efficacité change avec le temps. Il faut ajouter à cela le bruit de fond relativement fort des compteurs Geiger, de même que l'impossibilité de sélectionner les rayons β^+ selon leur énergie, pour ne conserver que les rayons ayant l'énergie adéquate. On a fait, il est vrai, des essais pour diminuer le bruit de fond par un système de coïncidence (Bendel, 58). Selon ce système, le compteur central est entouré de compteurs périphériques. A chaque fois qu'une particule cosmique frappe un compteur périphérique, celui-ci bloque le compteur central. Mais à cause de la longueur des impulsions des compteurs Geiger, à chaque fois que se produit une coïncidence, on n'enregistre pas des coups qui auraient dû être comptés. Un système de coïncidence électronique n'est efficace que si l'on emploie des cristaux ou des photomultiplicateurs qui donnent des impulsions très courtes (de l'ordre de 1 microseconde pour un cristal de NaI) ; c'est ce que nous avons fait, nous en reparlerons au chapitre suivant.

Le seul chercheur qui donne des précisions sur l'erreur des mesures faites au compteur Geiger est Birnbaum (54) qui l'estime à $\approx 1.3 \%$, mais nous n'avons trouvé dans aucune publication d'indications sur l'efficacité des compteurs Geiger employés.

Les résultats obtenus par les méthodes de mesure sus-indiquées sont entachés de grosses erreurs, non seulement quant à l'énergie des premières casures après le seuil de la réaction, mais encore, et c'est le principal, dans la détermination de ce seuil. En effet, une telle erreur entraîne avec elle une erreur dans l'étalonnage en énergie du bétatron. Ainsi donc, notre but sera d'établir une méthode de comptage dont le rendement sera de deux ordres de grandeur supérieur à celle qui utilise des compteurs Geiger.

2. Erreur commise dans la mesure de l'intensité de rayonnement.

La méthode couramment utilisée pour mesurer l'intensité de rayonnement est la suivante (Birnbaum, 54 ; Penfold, 55 ; Basile, 55, etc.) :

On place dans le parcours des rayons gamma une chambre d'ionisation qui couvre le même angle solide que celui de la cible irradiée. Le courant produit est amplifié par un amplificateur à courant continu. Pour obtenir la valeur de l'intensité générale du rayonnement pour une certaine irradiation, on fait une intégration du courant, et la valeur finale est lue sur un ampèremètre. L'erreur commise dans cette mesure est de l'ordre de quelques pour-cents (1.8% chez Birnbaum, 54), en tenant compte de la non-linéarité de l'intégrateur, des variations de l'amplificateur et de celles de la température et de la pression de l'air dans la chambre d'ionisation. L'étalonnage de la chambre en roentgens se fait en remplaçant la chambre par un fantôme en plexiglas, qui contient une chambre « Victoreen », dont les doses sont directement traduites en roentgens. Là aussi, l'erreur est de l'ordre de 2% .

Il est indispensable d'arriver à une exactitude plus grande dans la mesure de l'intensité pour déterminer plus exactement les valeurs des énergies des cassures, étant donné que chaque point de la courbe d'activation (dans laquelle on trouve des casures) est donné par la division du nombre de coups par la dose. Nous proposerons des méthodes qui permettent d'améliorer cette justesse.

3. Il existe encore d'autres sources d'erreurs qui proviennent des changements possibles dans le spectre de freinage et dans la direction du faisceau de gammas. Ces changements nous sont apparus au cours de nos travaux sur le bétatron, mais étant donné qu'il n'en est fait aucune mention par les autres chercheurs, nous ne savons pas si ces phénomènes ont aussi existé pour eux, et qu'ils n'y ont pas prêté attention — ce qui a sûrement augmenté leur pourcentage d'erreur — ou si cela ne s'est pas du tout produit chez eux. De toute manière, nous avons trouvé comment supprimer ces causes d'erreurs par des moyens que nous détaillerons plus loin.

Chapitre II

NOS METHODES

Dans notre effort pour mesurer à l'aide d'un bétatron des niveaux de noyau élevés avec une exactitude plus grande et en cherchant à atteindre l'état de reproductibilité, il a été nécessaire d'étudier chacune des causes d'inexactitude que nous avons citées plus haut, et d'essayer d'y remédier.

I. — METHODE DE MESURE DE L'ACTIVITE

A) *Système de comptage à un cristal*

a) *Le principe* : Notre idée a été d'utiliser des cristaux et des photomultiplicateurs pour mesurer l'activité du noyau formé après irradiation, étant donné qu'ils permettent d'obtenir une plus grande fidélité en fonction du temps que les compteurs Geiger. Mais une mesure avec un cristal sensible aux particules β^+ aurait eu environ la même efficacité qu'avec les compteurs Geiger, alors que le bruit de fond des photomultiplicateurs aurait été plus grand que celui des compteurs Geiger. Nous avons donc décidé de nous servir d'un cristal, tant comme cible contenant le noyau irradié que comme détecteur des particules β formées. Nous avons irradié ce cristal pendant un certain temps par les rayons gammas du bétatron, et après l'irradiation, nous l'avons mis sur le photomultiplicateur et avons mesuré l'activité du cristal même. Dans ce cas, on peut utiliser des cibles épaisses sans craindre qu'une partie des particules β^+ ne soit comptée ; au contraire, plus la cible est épaisse, plus le nombre des coups est grand. Avec une source interne de ce genre, le produit de l'efficacité de comptage par l'angle solide est de l'ordre de 100 % (un peu moins, étant donné que les β^+ formés sur les bords du cristal peuvent ioniser légèrement et s'échapper).

b) *Le circuit électronique* : Pour diminuer le bruit de fond du photomultiplicateur (dû au ^{40}K qui se trouve dans le verre et aux thermions qui se forment dans la photocathode et les dynodes, et sont amplifiés par la haute tension des dynodes), nous avons perfectionné le circuit et placé le cristal entre deux photomultiplicateurs dont les sorties sont branchées sur un circuit de coïncidence. De cette manière ne sont comptées que les scintillations

provenant du cristal (car alors les deux photomultiplicateurs l'enregistrent en même temps) et non les impulsions qui se forment dans chacun des photomultiplicateurs (étant donné qu'elles ne se forment pas en même temps).

Pour diminuer le nombre des coups parasites, un sélecteur à un canal ne laisse passer que les impulsions correspondant à l'énergie des β^- comptés. Il n'y a pas besoin de lignes à retard entre les deux circuits étant donné que le temps de résolution du système de coïncidence est beaucoup plus grand que le retard au passage de l'impulsion qui peut-être causé par l'amplificateur et le sélecteur.

Voici le schéma de principe :

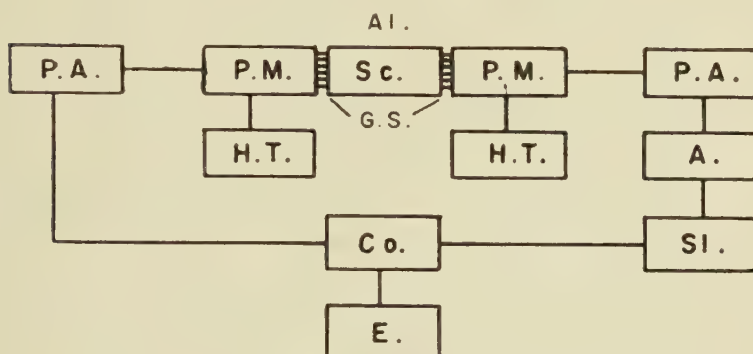


Fig. n° 1

Sc. : Scintillateur-cristal.

P.M. : Photomultiplicateur, type 6097 EMI avec son μ métal

P.A. : Préamplificateur.

A. : Amplificateur.

H.T. : Haute tension.

Sl. : Sélecteur à un canal.

Al. : Feuille d'Aluminium qui entoure le scintillateur

Co. : Système de coïncidence dont le temps de résolution est de 10^{-6} sec.

E. : Echelle

G.S. : Graisse de silicone.

Le cristal est collé aux deux photomultiplicateurs par de la graisse de silicone et pressé par un ressort. Le système du scintillateur et des deux photomultiplicateurs est dans une enceinte étanche à la lumière.

Pour que le circuit électronique soit fidèle, tous les appareils ont été alimentés sous une tension stabilisée, et la température ambiante a été gardée constante à $\pm 3^\circ$. Tous les appareils ont

fonctionné sans interruption pendant quelques mois. La fidélité en fonction du temps de tout le système a été contrôlée de temps en temps en irradiant le cristal sous une énergie beaucoup plus grande que celle du seuil de la réaction étudiée, et en mesurant l'activité formée. Ainsi, on mesure en même temps la stabilité de la largeur du canal, celle de la haute tension et celle du système de coïncidence. On a obtenu une fidélité avec un pourcentage plus bas que 3 pour mille.

c) *Choix du cristal* : Le choix des cristaux est d'une importance primordiale, étant donné qu'il faut que :

1°) les cristaux soient purs de toutes impuretés qui puissent donner, après irradiation, des noyaux d'une période de vie du même ordre de grandeur que celle du noyau étudié ;

2°) les caractéristiques de scintillation du cristal choisi ne varient pas après une irradiation prolongée ;

3°) le rendement de scintillation du cristal soit élevé, c'est-à-dire que le nombre de scintillations pour 1 Mev d'énergie dissipée dans le cristal soit grand, car plus cette valeur est grande, plus la haute tension appliquée au photomultiplicateur peut être plus basse, et le bruit de fond plus faible ;

4°) les groupes de cristaux soient rigoureusement identiques, pour pouvoir effectuer une série de mesures.

Pour étudier le seuil de la réaction photoneutronique de ^{12}C , nous avons choisi un cristal d'anthracène, dont la formule chimique ne contient que du carbone et de l'hydrogène. De l'hydrogène, bien entendu, on n'a pas à se soucier. Le choix de l'anthracène a été fait après un examen minutieux de cristaux plastiques et de cristaux de stilbène, dont les formules chimiques ne comprennent, elles aussi, que du carbone et de l'hydrogène.

Pour les cristaux plastiques, nous avons trouvé que, malgré la constance des dimensions des différents cristaux, leurs caractéristiques de scintillation étaient différentes. Nous avons vérifié cela de la manière suivante : nous avons irradié des cristaux sous une énergie supérieure à celle du seuil de la réaction photoneutronique de ^{12}C , et nous avons compté le nombre des coups enregistrés pour chacun des cristaux, par unité d'intensité d'irradiation. On a obtenu des différences de $\pm 5\%$ entre les cristaux, chose qui les a fait éliminer pour notre travail.

Quant aux cristaux de stilbène, comme pour les cristaux plastiques d'ailleurs, nous y avons trouvé des impuretés qui donnent un grand nombre de coups, avant même le seuil de la réaction photoneutronique de ^{12}C , et dont la durée de la demie-vie est de 38 minutes (il semble que ce soit des traces de Zinc), alors que la durée de la demie-vie du ^{12}C est de 20 minutes.

Notre choix s'est donc porté sur l'anthracène, qui est le corps le plus pur et dont le rendement de scintillation est deux fois plus grand que celui du stilbène, et trois fois plus grand que celui du cristal plastique. En outre, nous avons vérifié qu'après de nombreuses heures d'irradiation, les caractéristiques de scintillation du cristal plastique. En outre, nous avons vérifié qu'après de en temps en irradiant le cristal, et en mesurant son activité. Même à la fin de l'expérience, après une irradiation de 200 heures environ, il a été impossible de constater de variation appréciable. Pour plus de précisions, celle-ci a été inférieure à 3 pour mille.

Mais étant donné que les trois cristaux d'anthracène que nous avons commandés n'étaient pas identiques (à $\pm 1\%$), chaque cristal à déterminer une seule cassure, et seulement cette cassure.

d) *Calcul du rendement des cristaux d'anthracène de diamètre 45 mm et de longueur 25 mm.*

Chacune des particules β^- qui se forme dans l'anthracène dissipe son énergie dans le cristal même et est comptée, sauf si une particule se forme sur les bords du cristal et se dirige vers l'extérieur, auquel cas, seule une petite partie de son énergie se dissipe dans le cristal. Etant donné que notre canal n'enregistre que les β^- dont l'énergie est supérieure à 0,2 Mev, les particules qui auront dissipé moins de 0,2 Mev à l'intérieur du cristal ne seront pas enregistrés.

Etant donné que l'énergie maximale des β^+ émis par ^{11}C est de 1 Mev, leur parcours le plus long est selon Katz et Penfold (52), de :

$$\text{Ro}_{\text{ g/cm}^2} = 0,52 \text{ E}_{\text{ Mev}} - 0,09 = 0,43 \text{ g/cm}^2$$

Dans l'anthracène, ce parcours est de $0,43/1,25 = 0,34$ cm. On peut donc supposer que si des particules se forment sur les bords du cristal, à une distance inférieure à 0,07 cm environ du bord (soit $0,34 \times 0,2$), le tiers d'entre elles dissiperont moins de 0,2 Mev dans le cristal (parce qu'environ les $2/3$ se dirigeront soit vers l'intérieur du cristal, soit obliquement vers le bord).

On aurait dû faire ce calcul pour toutes les valeurs des énergies des β^- , en le multipliant par le nombre des particules émises avec l'énergie considérée, mais ce calcul est rendu plus simple par le fait que le parcours des β^- est, avec une bonne approximation pour le domaine des énergies considérées, proportionnel à l'énergie (selon la formule expérimentale ci-dessus).

Nous aurons donc, pour toutes les valeurs des énergies des β^+ , la même épaisseur de couche inefficace. Le rapport des volumes de cette couche et du cristal tout entier est de

$$\frac{(22,5^2 \times 25 - 21,8^2 \times 23,6)}{(22,5^2 \times 25)} = 0,12$$

Etant donné que nous considérons que seulement le tiers des particules de cette catégorie n'est pas comptée, nous obtenons un rendement de 96 %. Le rendement général est encore inférieur à 96 %, étant donné que nos appareils ne peuvent mesurer que des β^- d'une énergie supérieure à 0,2 Mev, et que le pourcentage de ceux-ci par rapport à la quantité totale des particules émises est de 80 % (Reitz, 50). Mais il s'agit là d'une restriction instrumentale, car la largeur du canal de notre appareil ne pouvait être plus grande. Nous avons aussi essayé d'ouvrir le canal de 0,3 à 1,1 Mev. et même pour de plus hautes énergies dans le but de mesurer les gammas d'annihilation des β^- , mais la section de capture des gammas de l'anthracène est très petite. La largeur du canal que nous avons employée est donc optimale.

En principe, avec un canal plus large et un cristal plus grand, on peut arriver à compter 99 % des particules.

e) Comparaison avec le rendement des autres méthodes.

Nous avons vu que le rendement chez Katz, qui est le meilleur, est de 8 % (soit $0,2 \times 0,4$) et que le nôtre est de 80 %; notre mesure est donc 10 fois plus efficace que celle de la meilleure des autres méthodes. Etant donné, d'autre part, que nous utilisons des cibles 7 fois plus épaisses, notre rendement est donc 70 fois meilleur.

Etant donné que les chercheurs qui ont étudié ce sujet ne donnent pas de chiffres précis sur le rendement de leur méthode, nous ne pourrions que comparer les pentes de nos graphiques et des leurs, immédiatement après le seuil. Comme, d'autre part, ils ne donnent pas de valeurs absolues d'activité, mais seulement des valeurs relatives, nous ne pourrions que comparer les pentes après le seuil, par rapport au bruit de fond d'avant le seuil, ce qui nous montre dans quelle mesure la pente est brusque et peut être aisément identifiée.

Dans nos résultats, 80 Mev après le seuil, le nombre des coups est double de celui d'avant le seuil, tandis que chez Penfold (55), pour la même valeur d'énergie, ce nombre n'est que 1,05 fois plus grand qu'avant le seuil.

En tenant compte que dans le bétatron « Allis Chalmers » de Penfold, les électrons frappent l'anticathode trois fois plus que dans notre bétatron B.B.C. (pour nous, une fois par 20.000 micro-sec. et pour Penfold, une fois par 6.000 micro-sec.), nous arrivons à un rapport entre le nombre de coups et le bruit de fond, 60 fois plus grand que chez Penfold (alors qu'il était de 70 fois plus grand par rapport à Katz).

Il faut admettre que le rendement de la méthode de Penfold est supérieur, ou au moins égal à celui de tous les autres chercheurs, étant donné qu'il a été le seul à discerner une cassure avant la

première cassure de Katz, et que les autres chercheurs n'ont pas réussi à trouver d'autres cassures entre le seuil et la première cassure de Penfold.

Nous pouvons donc admettre que le rendement de notre méthode est, au minimum, 60 fois plus grand que celui des méthodes précédentes. Et en effet, comme nous le verrons au chapitre suivant, avec tous les résultats expérimentaux, nous avons réussi à trouver deux cassures supplémentaires immédiatement après le seuil, entre ce dernier et la première cassure de Penfold (pour 19,10 Mev). En outre, il est plus aisé de déterminer la valeur du seuil, étant donné que la pente après celui-ci augmente brusquement (voir graphique N° 2) : il n'est pas nécessaire de faire des extrapolations pour le déterminer.

f) *Possibilités d'emploi de cette méthode pour d'autres noyaux.*

1°) *Naphtalène.* Il se trouve que la plupart des cristaux que l'on trouve sur le marché contiennent du carbone, et que très peu contiennent encore d'autres éléments légers dont il soit possible d'étudier les cassures par cette méthode. Il n'y a que le naphtalène, de formule chimique $C_{10}H_8(NO_2)_2$ qui contiennent, outre du carbone, de l'oxygène et de l'azote, alors que la demie-vie de ces trois corps est du même ordre de grandeur : Pour ^{16}O : 2 minutes ; pour ^{14}N : 10 minutes, et pour ^{12}C : 20 minutes.

Ce cristal ne peut servir qu'à trouver les cassures de la réaction photoneutronique de ^{14}N étant donné que le seuil de cette dernière est le plus bas : 10.55 Mev (tandis que celui de l'oxygène est à 15.65 Mev, et celui du Carbone à 18.72 Mev). Mais étant donné que nous n'avons pu nous procurer de tels cristaux, nous avons étudié les cassures de l'azote par un autre moyen (voir plus loin). Il serait particulièrement intéressant de comparer les résultats obtenus par les deux méthodes.

2°) *Scintillateur liquide.* Par contre, nous nous sommes efforcés de trouver les cassures dans la réaction photoneutronique de l'oxygène en utilisant un scintillateur liquide ne contenant que de l'oxygène et du carbone. Mais à cause des impuretés de ce scintillateur, on a obtenu un très grand nombre de coups avant même le seuil de la réaction de l'oxygène. Le rendement de scintillation est de quelques pourcents par rapport à l'anthracène, ce qui exige une forte amplification, donc un grand bruit de fond. Nous n'avons donc pas réussi, par cette méthode, à obtenir des résultats satisfaisants pour l'oxygène, et par conséquent, nous nous sommes également servi, pour étudier cette réaction, de la méthode qui sera décrite plus loin.

En Février 1960 (alors que nous avons publié une note sur notre méthode en Juillet 1959 : Sadeh, 59), nous avons appris que Katz (59) se sert d'un système de comptage semblable au

nôtre, avec un scintillateur liquide, (sauf qu'il ne comprend pas de système de coïncidence), pour trouver les cassures de l'oxygène (voir dans le chapitre suivant une comparaison de nos résultats avec les siens).

3°) *Iodure de Sodium*. Il n'est pas pratique d'étudier les cassures de la réaction photoneutronique de ^{23}Na avec un cristal de NaI, à cause de la durée de demie-vie du ^{22}Na qui est de 2.6 ans.

4°) *Iodure de potassium*. Il serait intéressant d'étudier les cassures de la réaction photoneutronique de ^{39}K , avec un cristal de KI, car ^{39}K a une demie-vie de 7,7 minutes alors que celle de ^{126}I est de 13 jours ; d'autre part, la réaction photoneutronique de ^{39}K donne un noyau stable et ^{38}K (γ, d) ^{37}A donne un noyau d'une demie-vie de 35 jours. En outre, le rendement de scintillation de ce cristal est 50 % de celui du cristal d'anthracène. Mais là aussi, pour des raisons indépendantes de notre volonté, nous n'avons pu utiliser ce cristal.

5°) En général, nous n'avons pas voulu employer de cristaux qui ne puissent servir qu'à étudier une seule réaction, et nous avons cherché une méthode qui soit efficace et permette l'étude de nombreux noyaux en même temps.

g) *En résumé.*

Cette nouvelle méthode, d'une efficacité de comptage 60 fois meilleure que les méthodes de comptage précédentes, tout en étant plus fidèle en fonction du temps, nous permet de déterminer plus facilement le seuil de la réaction photoneutronique de ^{12}C et les premières cassures de cette réaction, premières cassures que nous avons discernées pour la première fois.

Elle permet, en outre, de déterminer les cassures des réactions photoneutroniques de l'azote et du potassium. Son grand inconvénient est qu'elle est limitée au petit nombre de noyaux que l'on peut trouver dans des cristaux.

B) MESURE DE L'ACTIVITE AVEC DEUX CRISTAUX DE NaI.

a) *Le principe*. L'impossibilité de mesurer l'activation d'un grand nombre de noyaux par la méthode précédente nous a amené à chercher une autre méthode, plus générale.

En général, le noyau qui se forme après une réaction photoneutronique émet des β^- qui, lorsqu'ils s'arrêtent, émettent en même temps et dans des directions opposées, deux gammas d'annihilation de 0,511 Mev.

Notre idée a été de placer la cible irradiée entre deux cristaux de NaI, dont le rôle est de compter les gammas d'annihilation. Le circuit électronique est identique à celui de la méthode précédente (voir Fig. 1) : l'impulsion donnée par un cristal est amplifiée

et passe par un sélecteur à un canal vers le sélecteur de coïncidence dont le deuxième côté est relié à la sortie du deuxième photomultiplicateur. Le sélecteur est ouvert de 0,2 à 0,6 Mev, de telle sorte que des gammas de 0,511 Mev le passent ; et le système de coïncidence assure que seules, les impulsions simultanées soient comptées (son temps de résolution est de 10^{-8} sec.). Cette méthode de comptage des deux gammas d'annihilation est très employée dans d'autres domaines de la physique nucléaire (par exemple, dans le spectromètre à rayons gammas, Mann (53), mais on ne s'en est pas servi jusqu'à présent pour mesurer les cassures.

Là aussi, le circuit électronique, qui travaille pendant des mois sans interruption, est alimenté par un courant stabilisé et la température est gardée constante à $\pm 3^\circ$. Le contrôle de la fidélité du circuit en fonction du temps se fait en plaçant une source de Na^{22} émettant des β^+ entre les deux cristaux et en enregistrant le nombre de coups. Ce contrôle a permis de constater que le circuit était stable à ± 3 pour mille.

b) *Calcul du rendement.* Un tel calcul pour des cristaux de NaI de 5 cm de diamètre et de 5 cm de longueur (que l'on trouve couramment) ne donnerait pour résultats que quelques pour-mille, étant donné que le système de coïncidence fait baisser de beaucoup le rendement du système. Pour obtenir un haut rendement, il faut utiliser deux cristaux géants qui capturent le maximum de gammas de 0,511 Mev. Nous nous sommes servis de deux cristaux de 12,5 cm de diamètre et de 10 cm de longueur.

Le nombre de gammas qui sera compté par chacun des cristaux est de :

$$N = N_0 W (1 - e^{-\sigma x})$$

si N_0 est le nombre de noyaux radioactifs ; W l'angle solide dans lequel le cristal voit la source ; σ en cm^{-1} , le coefficient d'absorption linéaire d'un gamma de 0,511 Mev dans le NaI ; x , la longueur du cristal.

Etant donné que pour tout gamma qui se dirige vers un cristal, il existe un deuxième gamma qui se dirige vers le deuxième cristal (puisque ceux-ci sont placés l'un en face de l'autre), le nombre des coups enregistrés par le système de coïncidence sera :

$$N(c) = N_0 W (1 - e^{-\sigma x})^2$$

et son rendement sera :

$$N(c)/N_0 = W (1 - e^{-\sigma x})^2$$

Pour pouvoir simplifier le calcul de ce rendement, nous ferons quelques suppositions (nous ne voulons pas de calculer exactement, étant donné qu'il n'est pas nécessaire d'obtenir la valeur absolue de l'activation, mais seulement sa valeur relative, pour déterminer l'emplacement des cassures) :

Pour σ , supposons qu'il s'agisse du coefficient d'absorption linéaire total, composé du coefficient d'absorption photoélectrique et du coefficient d'absorption de Compton. En effet, la largeur de notre canal est de 0,2 à 0,6 Mev : nous enregistrons donc, bien entendu, tous les électrons formés par l'effet photoélectrique, et aussi une grande partie de ceux formés par l'effet Compton. Quant aux électrons dûs à l'effet Compton, d'une énergie inférieure à 0,2 Mev, on peut admettre qu'une grande partie est aussi enregistrée à cause de « l'effet de grand cristal » (Siegbahn, 55). Cet effet est dû à ce que, plus le cristal est grand, plus il y a de chances que les gammas secondaires ne sortent pas du cristal et soient capturés à nouveau pour donner avec l'électron déjà formé, une impulsion correspondant à l'énergie du gamma primaire. C'est la raison pour laquelle, pour de grands cristaux, le rapport entre le maximum et le minimum de la courbe de comptage des gammas en fonction de leur énergie est plus grand que pour de petits cristaux.

Quant à l'angle solide, nous avons supposé que la cible, qui a la forme d'un cylindre de 4,2 cm de diamètre et de 4,7 cm de longueur est concentrée en un seul point placé entre les deux cristaux, à la distance médiane de 2,35 cm

Nous avons donc, en définitive :

$$\begin{aligned}\sigma &= 0,35 \text{ cm}^{-1} && (\text{Siegbahn, 55, page 153}) \\ W &= 0,2 \\ X &= 10 \text{ cm.}\end{aligned}$$

Le rendement sera donc : $0,2(1 - e^{-0,7}) = 0,19$.

Le pourcentage des gammas qui ne sont pas absorbés à l'intérieur de la cible même, et atteignent donc les cristaux, est de :

$$e^{-\sigma_1 X_1} = e^{-0,2} = 0,82$$

si σ est le coefficient d'absorption linéaire des gammas d'énergie 0,511 Mev dans le matériau irradié, soit pour nos cibles, 0,1 cm⁻¹ environ ; et x_1 est la distance du centre de la cible au cristal, soit 2 cm.

Notre rendement général est, en définitive, de :

$$0,82 \times 0,19 = 0,15.$$

Ce rendement est deux fois supérieur au rendement obtenu avec les compteurs Geiger. En outre, les cibles que nous avons utilisées sont dix fois plus épaisses que celles dont on peut se servir quand on mesure l'activation avec des compteurs Geiger. Le principal avantage est que le bruit de fond est pratiquement nul, car le système de coïncidence a supprimé la possibilité d'enregistrer le bruit de fond dû au rayonnement cosmique, à la radioactivité environnante ou aux effets des photomultiplicateurs même, sauf cependant, les rayonnements qui frappent un cristal et se diffusent vers le second (nous en reparlerons plus loin : e, 1°).

c) *Comparaison avec le rendement des autres méthodes :*

Une comparaison avec les méthodes des autres chercheurs ne peut, encore une fois, se faire qu'en appréciant dans quelle mesure la pente est plus forte et facilement discernable après le seuil de la réaction.

Pour la réaction photoneutronique de ^{16}O , 40 Kev après le seuil, le nombre de coups que nous avons obtenu est double de celui d'avant le seuil, tandis que Penfold (55) et Bendel (58), pour la même valeur d'énergie après leur seuil, n'ont obtenu que 1.2 fois plus de coups. Si nous nous rappelons que le bétatron de Penfold a une intensité trois fois plus grande, nous pouvons en déduire que notre méthode est quinze fois plus sensible que celle de Penfold, ce qui rejoint environ les conclusions de notre calcul précédent.

d) *Calcul de l'épaisseur optimale des cibles :* L'emploi de cibles épaisses est un avantage, car plus la cible est épaisse, plus elle absorbera de gammas, et plus elle donnera naissance à des noyaux radioactifs. Mais alors, il y a plus de chances que les gammas d'annihilation soient arrêtés dans la cible même, avant d'atteindre les cristaux de NaI. Il est donc nécessaire de calculer l'épaisseur optimale des cibles. Soit a (en cm^{-1}) le coefficient d'absorption linéaire des photons du bétatron par le matériau irradié; et soit x (en cm) l'épaisseur de la cible; le nombre des photons absorbés par la cible est :

$$N_0 (1 - e^{-ax})$$

si N_0 est le nombre des photons qui frappent la cible par unité de temps. Si nous supposons que seule, une partie P des photons cause la réaction considérée, le nombre des noyaux radioactifs sera :

$$M_0 = N_0 P (1 - e^{-ax})$$

soit b (en cm^{-1}) le coefficient d'absorption linéaire des photons de 0.511 Mev par la cible et $\frac{x}{2}$ la distance moyenne qu'ils devront

parcourir jusqu'à atteindre les cristaux de NaI, leur nombre sera de $M_0 W e^{\frac{-bx}{2}}$

quand W est l'angle solide sous lequel le cristal voit la cible. Si nous supposons encore une fois, pour simplifier, que les noyaux radioactifs sont concentrés au centre de la cible, l'angle solide sera :

$$= S/4 \pi (x^2 + c^2)$$

quand S est la surface du cristal qui regarde la cible et C le rayon de la cible.

Le nombre de gammas qui atteindront la cible est donc de :

$$N_0 P (1 - e^{-ax}) e^{-\frac{bx}{2}} \frac{S}{4 \pi (x^2 + c^2)}$$

Pour obtenir le maximum, il faut différencier ce nombre, l'égaliser à zéro, et résoudre l'équation en x ,

$$\frac{(x^2 + c^2) \left[(ae^{-ax}) e^{\frac{-bx}{2}} - (1 - e^{-ax}) \frac{b}{2} e^{\frac{-bx}{2}} \right] - (1 - e^{-ax}) e^{\frac{-bx}{2}} 2x}{(x^2 + c^2)^2} = 0.$$

Nous avons développé les parties exponentielles en série, et n'en avons pris que les deux premiers termes : nous avons obtenu une équation du quatrième degré. En posant que $a = 1/5$, $b = 1/20$ (selon Siegbahn, 55) et $c = 2$ cm, nous obtenons $x_{\text{optimum}} = 2$ cm. Mais la courbe de l'équation présente un maximum très large. Pour des raisons pratiques, nous avons utilisé des cibles de 4 cm d'épaisseur, car il fallait les placer dans une brique de plomb suffisamment épaisse (voir paragraphe suivant), et donc, utiliser des cibles qui aient la même épaisseur que la brique de plomb. Utiliser ces cibles-là ne nous a fait perdre que 2 % du nombre de photons par rapport aux cibles de longueur optimale.

e) Considérations pratiques :

1°) *Protection de plomb* : Les cristaux géants de NaI détectent un grand nombre de gammas cosmiques, justement à cause de leur grandeur (environ 10 par seconde pour chacun des cristaux, dans notre domaine d'énergie). Cependant, à cause du système de coïncidence, dont le temps de résolution est 10^{-10} sec., le nombre de coïncidences accidentelles est :

$$2 N_1 N_2 T = 2.10.10.10^{-10} = 2.10^{-8}$$

qui est une valeur négligeable.

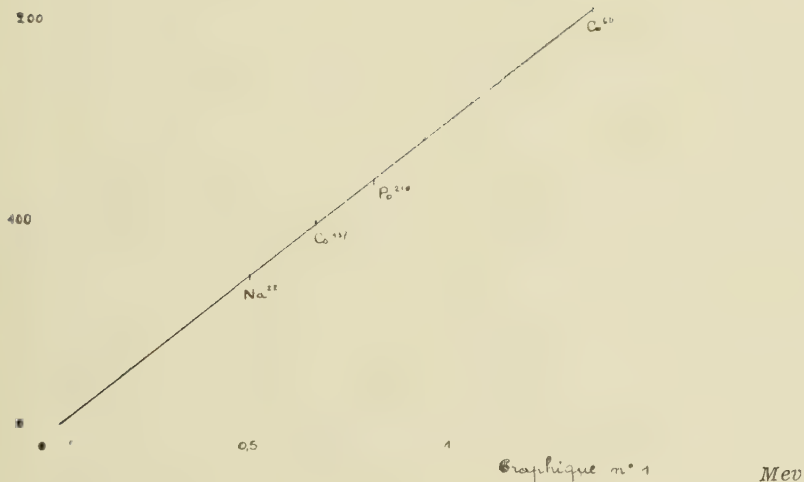
Mais le danger est qu'une particule quelconque frappe un cristal, y dissipe une partie de son énergie, puis frappe le deuxième cristal. Un cas pareil serait enregistré comme une vraie coïncidence. Il faut donc faire en sorte de diminuer le plus possible le nombre de ces cas. Pour cela, nous avons employé deux moyens : premièrement, nous avons mis les cristaux et leur photomultiplicateur respectif sous un abri de 25 cm de plomb, 10 cm de paraffine et 0,2 cm de cadmium. Cet abri est composé de telle sorte qu'il arrête la « composante douce » du rayonnement cosmique (20 %) ; quant au reste, une partie a une énergie tellement élevée qu'elle traverse tout l'édifice sans être arrêtée ni enregistrée : la deuxième partie voit son énergie suffisamment affaiblie par les matériaux de l'abri au point de ne plus pouvoir être comptée par le deuxième cristal ; la troisième et dernière partie risque d'être comptée, car elle a, après affaiblissement, l'énergie correspondante à la largeur de notre canal. Pour cette partie, nous avons employé le deuxième moyen : une brique de plomb de 4 cm d'épaisseur est placée entre les deux cristaux. Elle

est percée d'un trou, dans lequel se trouve la cible irradiée. Une telle brique freine les particules qui essaient de passer d'un cristal à l'autre, mais laissent passer les gammas provenant de la cible irradiée (sauf encore, les particules qui passeraient justement par le trou pratiqué dans la brique).

2°) *Linéarité de réponse des cristaux* : Ce contrôle a été fait avec des sources de gammas de 0,511 Mev (^{22}NaI), de 0,66 Mev (^{137}Cs), de 0,80 Mev (^{210}Po) et de 1,33 Mev (^{60}Co). Les deux cristaux ont une courbe de réponse linéaire (voir graphique N° 1).

Étalonnage de la réponse du cristal de NaI
(HT 1100 volts - Ampl 34 db)

Volt



3°) *Ouverture optimale du canal* : Au début de notre travail, pour déterminer quelle est l'ouverture du canal qui donnerait le maximum de coups pour 0,511 Mev, (nous ne nous sommes pas contentés des résultats du graphique N° 1), nous avons irradié

une cible de ^{19}F (sous forme d'un cylindre de Teflon) sous une énergie supérieure au seuil de la réaction photoneutronique de ^{19}F . Nous avons ensuite placé cette cible, émettant des β^- entre les deux cristaux. L'analyse de la hauteur des impulsions est faite par un sélecteur à un canal, ce qui nous a permis de déterminer quelle est la largeur optimale du canal. Nous avons utilisé une cible de ^{19}F , car la demie-vie du ^{19}F est longue : 1,6 heure.

4°) *Couplage des cristaux aux photomultiplicateurs.* Étant donné que les cristaux sont assez lourds (ils pèsent environ 4,5 kgs chacun), il est nécessaire de les coupler fortement aux photomultiplicateurs pour qu'il n'y ait pas de déplacements qui puissent entraîner de variations dans l'efficacité du comptage. Dans ce but, les cristaux et les photomultiplicateurs sont pressés fortement l'un contre l'autre au moyen d'un système mécanique spécial. Le couplage optique est obtenu à l'aide de graisse de silicone. Pour éliminer toutes les bulles d'air qui pourraient se former quand on applique la graisse, on fait tourner le cristal autour de son axe sur la face de la photocathode, jusqu'à ce que toutes les bulles d'air s'échappent par la périphérie. Ensuite, on laisse reposer pendant quelques jours avant de commencer les mesures, pour être sûr que tout le système soit arrivé à un état de stabilité parfaite.

5°) *Répartition de la tension entre les dynodes :* Les dynodes sont alimentées par un générateur à haute tension qui donne un courant stabilisé à un pour mille pour des variations de tension du réseau de 10 %. Une chaîne de résistances répartit cette tension également entre les dynodes, sauf pour la première, qui est alimentée sous une tension triple de celle des autres. Ceci est nécessaire dans ce type de photomultiplicateur (EMI 6099 B, à grande photocathode) à cause de la grande distance existant entre la photocathode et la première dynode.

En résumé : Cette méthode permet de mesurer l'activité de tous les corps qui émettent des β^+ après avoir subi une réaction photoneutronique, si seulement il est possible de leur donner la forme d'un cylindre solide. C'est donc une méthode plus générale que la méthode précédente. Sa sensibilité, c'est-à-dire le rapport entre le nombre de coups et le bruit de fond, est 15 fois plus élevée que celle des autres méthodes dont se sont servis tous les chercheurs qui ont mesuré l'activité avant nous.

Nous nous sommes servis de cette méthode pour trouver le seuil et les cassures des réactions photoneutroniques de l'azote, de l'oxygène, du fluor, du phosphore et du chlore.

Nous donnerons les résultats de ces mesures dans le chapitre suivant.

2. — MESURE DE LA DOSE DE RAYONNEMENT.

Il est essentiel de mesurer exactement la dose des rayons gammas du béatron pour déterminer avec exactitude les cassures.

Il n'est pas nécessaire de faire une mesure en valeur absolue, mais seulement une mesure relative. Nous avons utilisé deux méthodes :

A) Mesure à l'aide de cibles de cuivre.

On soumet à l'irradiation, en même temps que les cibles à étudier, des cibles de cuivre de mêmes dimensions. Après avoir mesuré par la méthode des cristaux de NaI, l'activité du matériau étudié, on mesure celle du cuivre par le même moyen, pendant un temps constant. Etant donné que l'augmentation de l'activité du Cuivre en fonction de l'énergie est monotone, et même linéaire, dans le domaine d'énergie utilisée (Montalbetti, 53 ; Thèse de Boulègue, 58), cette mesure peut servir de mesure de référence à la dose de rayonnement. Etant donné que nous savons exactement de combien augmente l'activité du cuivre avec l'énergie, nous pouvons alors calculer dans quel rapport la dose du rayonnement absorbé a varié. Dans les domaines d'énergie considérés, la mesure d'activité du cuivre donne quelques dizaines de milliers de coups, ce qui fait que l'erreur statistique ne peut être que de l'ordre de quelques pour-mille.

Il faut, bien entendu, faire attention à ce que la demie-vie du noyau étudié ait environ la même durée que celle de la demie-vie du cuivre, que l'énergie pour laquelle on recherche les cassures soit suffisamment supérieure au seuil de la réaction photoneutronique du cuivre, et que la courbe d'activation du cuivre soit linéaire dans le domaine considéré.

Katz (54) s'est servi de cette méthode pour mesurer l'intensité relative, quand il a étudié une des cassures à haute énergie de ^{20}O , là où l'activité du cuivre est presque constante. Il nous semble que l'on peut se servir de cette méthode pour les autres noyaux.

On contrôle que la méthode donne des résultats reproductibles en mesurant, à une certaine énergie, un certain noyau alors que la dose est mesurée avec cette méthode. On obtient toujours le même rapport entre le nombre de coups donnés par le matériau étudié et celui donné par le cuivre.

Les avantages de cette méthode sont :

1°) une plus grande précision par rapport à la méthode habituelle de lecture d'un ampèremètre, à cause du grand nombre de coups ;

2°) l'emploi du même appareillage pour mesurer l'activité du matériau étudié aussi bien que celle du cuivre, élimine les sources d'erreurs pouvant provenir du manque de fidélité des appareils de mesure ;

3°) l'emploi d'un noyau dont la demie-vie est du même ordre de grandeur que celle de la demie-vie du noyau étudié élimine

l'erreur pouvant provenir du fait que l'intensité de rayonnement n'est pas restée constante pendant la durée de l'irradiation :

4°) les électrons qui, provenant du bétatron, frappaient la chambre d'ionisation, et introduisaient des erreurs dans les mesures d'intensité, n'ont cette fois pas d'influence appréciable sur le cuivre.

Cependant, cette méthode voit son intérêt restreint du fait qu'elle ne peut être employée pour tous les noyaux. Nous ne nous en sommes servis que pour l'étude de l'oxygène et du carbone.

Elle donne une précision de 2 à 3 pour-mille, alors que l'autre méthode donne une précision de 2 % (Birnbaum, 54).

B) Mesure de la dose à l'aide d'une chambre d'ionisation.

Lorsqu'il n'a pas été possible de se servir de la méthode ci-dessus, nous avons mesuré la dose de rayonnement à l'aide d'une chambre d'ionisation qui couvre le même angle solide que la cible irradiée. Les parois de la chambre sont en aluminium et elle est remplie d'air sec à la pression et à la température environnante. Elle se trouve près de l'anticathode, à 2 m d'elle, et est protégée des électrons émis par le bétatron par un électro-aimant de 3.000 gauss. En effet, ces électrons auraient pu provoquer une ionisation forte, alors que nous ne sommes intéressés que par l'ionisation due aux gammas. Si la chambre est placée à une distance supérieure à 2 m, les électrons sont suffisamment déviés, et il n'est pas nécessaire de protéger la chambre. Nous avons préféré placer la chambre plus près de l'anticathode que ne l'ont fait les autres chercheurs (et la protéger) pour obtenir une ionisation plus grande, et donc, une précision meilleure. Le courant d'ionisation est amplifié par un amplificateur à courant continu et sa valeur instantanée est enregistrée mécaniquement. L'enregistreur mécanique répond à plusieurs fins :

1°) La dose de rayonnement est représentée par l'aire comprise entre la courbe et l'axe des temps.

2°) On ne prend en considération que les irradiations pour lesquelles l'intensité est restée constante, ce qui se voit sur la courbe d'enregistrement. Et ceci, parce qu'on n'obtient pas la même valeur d'activation pour deux irradiations d'une même dose et sous la même énergie selon que l'intensité était plus forte au début ou à la fin de l'irradiation.

3°) Une éventuelle instabilité du bétatron, pour quelque cause que ce soit, provoque une variation de l'intensité du rayonnement, ce qui est automatiquement enregistré. On peut donc rejeter les mesures qui présentent de telles variations.

Cette méthode est d'une précision semblable à celle des autres méthodes, mais elle a l'avantage de permettre l'élimination de mesures susceptibles d'être entachées d'erreurs.

3. — MAINTIEN DE LA DIRECTION DU FAISCEAU DE GAMMAS.

Il peut se créer des cassures virtuelles si le faisceau de gammas change tant soit peu sa direction. En effet, étant donné que le foyer virtuel de l'anticathode n'est pas exactement déterminé, il peut se faire que la cible et la chambre d'ionisation ne couvrent pas exactement le même angle solide. Il se peut donc que le nombre de gammas qui frappent la cible reste sensiblement le même, tandis que ceux qui frappent la chambre d'ionisation diminuent de beaucoup plus (étant donné que les deux ne sont pas à la même distance de l'anticathode). Dans ce cas, on obtiendra une augmentation de la courbe d'activation. Si la direction du faisceau change en fonction de l'énergie, nous obtiendrons une cassure provenant de l'action du bétatron, et non des caractéristiques du noyau.

Nous avons pensé qu'il était nécessaire — et facile — de remédier à cet inconvénient, qui n'est rappelé par aucun des autres chercheurs. Nous avons placé (voir figure N° 2), deux chambres d'ionisation auxiliaires, l'une près de l'autre, derrière la chambre

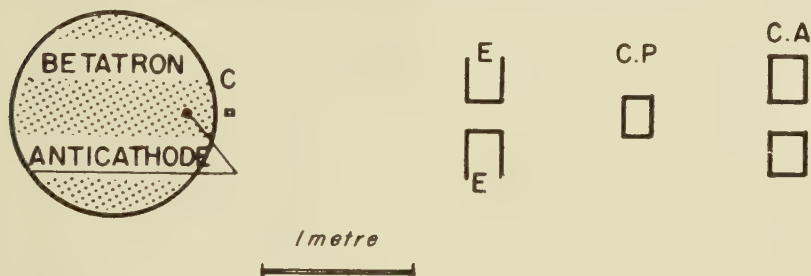


FIGURE N° 2

- A = Anticathode
- Ci = Cible
- E = Electro-aimant
- CP = Chambre d'ionisation principale
- CA = Chambre d'ionisation auxiliaire.

d'ionisation principale. Au début de l'expérience, ces deux chambres ont été placées de telle sorte que chacune reçoive la même intensité de rayonnement. Ensuite, pendant tout le temps de l'expérience, nous avons pu contrôler si ces intensités restaient stables : la différence des courants d'ionisation des deux chambres est amplifiée et enregistrée mécaniquement. Seules ont été retenues les mesures effectuées pendant le temps que cette différence est restée constamment nulle. Il s'est avéré que parfois, à cause d'un changement de réglage du bétatron, ou après de nombreuses heures de

travail continu, il y a effectivement eu une différence. En outre, les deux chambres auxiliaires nous montrent si les objets qui se trouvent entre l'anticathode et elles-mêmes (cible, électro-aimant, chambre d'ionisation principale) n'ont pas bougé, car un tel déplacement aurait créé une différence entre les courants d'ionisation des chambres auxiliaires.

4. -- *VARIATIONS DANS LE SPECTRE DE FREINAGE.*

En plusieurs occasions, nous avons constaté que l'activité (par unité d'intensité) d'un certain noyau pour une certaine énergie, était différente pour une tension d'expansion différente (la tension d'expansion est celle qui tend à agrandir l'orbite des électrons, quant ils ont atteint l'énergie désirée, pour qu'ils frappent l'anticathode).

Nous avons pensé qu'une telle différence était due à une variation du spectre de freinage. Plus l'épaisseur réelle de l'anticathode est grande, moins il se crée de gammas à énergie élevée, le nombre total des gammas restant cependant constant, car alors, il y a plus de gammas à faible énergie. Mais pour la réaction photonucléaire, seul importe le nombre de gammas à énergie supérieure à celle du seuil ; tandis que pour la mesure de l'intensité du rayonnement, les gammas moins énergétiques sont aussi déterminants.

Etant donné que l'anticathode a une épaisseur constante, on aurait pu essayer d'expliquer ce phénomène en supposant que les électrons la frappent obliquement, de telle sorte que chaque oblique ait une longueur différente des autres. Mais alors, chacun de ces rayons d'incidence aurait donné une direction différente au faisceau de gammas, ce dont on se serait aperçu immédiatement grâce aux deux chambres d'ionisation auxiliaires dont nous avons parlé plus haut. Or, tel n'a pas été le cas ; donc, ce n'était pas là la cause de ce phénomène.

Des observations par oscilloscope nous ont montré que, lorsque la tension d'expansion était faible, il se formait des impulsions secondaires de gammas après l'impulsion principale, et ceci d'autant plus que cette tension était faible. Au-dessus d'une certaine valeur de la tension, ces impulsions retardées disparaissaient, en même temps que l'activité par unité d'intensité devenait constante.

Il apparaît donc, que pour des raisons de construction du béta-tron, que nous ne nous expliquons pas suffisamment, sous une tension d'expansion insuffisante, une partie des électrons frappe l'anticathode avec un certain retard, donc avec une énergie différente de celle de la partie principale. Le spectre de freinage de ce groupe d'électrons s'ajoute à celui du groupe principal.

Il faut donc, avant chaque mesure, vérifier à l'oscilloscope qu'il n'y ait pas de gammas qui apparaissent après l'impulsion

principale, et ceci par un réglage adéquat. En général, il faudra inscrire les valeurs de toutes les composantes du réglage du bétatron et veiller à conserver toujours les mêmes valeurs pour chaque mesure. On sera ainsi sûr qu'il ne pourra y avoir de variations, même si l'on n'en soupçonnait pas l'existence.

5. — STABILITE EN ENERGIE DU BETATRON.

Le contrôle de la stabilité en énergie du bétatron se fait dans son principe, mais avec de légers changements, selon la méthode employée par les autres chercheurs, qui a été proposée pour la première fois par Katz (54) : On irradie une cible de ^{16}O (acide borique) sous une énergie de 22.2 Mev. Pour cette valeur, un léger changement de l'énergie entraîne un grand dans l'activité de la cible, ce qui est immédiatement décelable. Un changement de 5 Kev en énergie entraîne un changement de 2 % dans le nombre de coups (500 coups).

Nous avons cependant apporté deux changements à cette méthode :

1°) Nous irradiions en même temps des cibles d'acide borique et de cuivre, et les mesurons l'une après l'autre par la méthode des deux cristaux, décrite ci-dessus. Ainsi, toutes variations dans le temps du système de mesure n'influe pas sur les résultats, étant donné que l'on prend la valeur relative de l'activité de l'acide modique par rapport à celle du cuivre.

2°) Nous avons contrôlé la stabilité en énergie du bétatron avant et après chaque mesure de ^{12}C et de ^{19}F , et pour toutes les deux ou trois mesures des autres noyaux étudiés, alors que les autres chercheurs ont fait ce contrôle une fois pour toutes. Nous avons ainsi vérifié que notre bétatron était stable à ± 5 Kev, pendant toute la journée (après 2 heures de chauffage). Qui plus est, nous avons rejeté les mesures faites lorsque les contrôles de stabilité ont montré une variation supérieure à 3 Kev.

La stabilité en énergie de notre bétatron a été étudiée spécialement par la maison Brown Bover, qui y a ajouté un système de stabilisation à ± 1 pour dix mille de la fréquence et de la tension alimentant le bétatron. Un tel système paraît nécessaire si on considère qu'une variation de fréquence de 60 à 59.8 s.p.s. dans le bétatron Allis Chalmers de Spicer (55) a entraîné une variation en énergie de 24 Kev.

6. — $\bar{\text{R}}\text{EPRODUCTIBILITE DES CASSURES.}$

Pour être sûr que les cassures ne proviennent pas du système de comptage, nous avons refait, pour le carbone, toutes les mesures obtenues avec le système de coïncidence, sans ce système, avec seulement le sélecteur à un canal.

Pour être sûr qu'elles ne proviennent pas de la mesure de la dose, nous avons mesuré celle-ci une fois avec des cibles de cuivre, et une deuxième fois, avec une chambre d'ionisation. La plupart des mesures de dose ont d'ailleurs été faites par les deux méthodes simultanément, ce qui a permis de vérifier que le rapport des résultats correspondants aux deux méthodes restait constant.

En conséquence, nous avons obtenu chaque cassure au moins quatre fois, et même, pour certaines cassures du ^{24}C , jusqu'à dix fois. Quelques mois après avoir fini d'étudier un certain noyau, nous avons recommencé les mesures des cassures. A chaque fois, nous avons obtenu les cassures pour les mêmes valeurs d'énergie (dans les limites d'erreurs).

Encore une méthode de travail à signaler : les mesures ont été faites sans aucun ordre déterminé. C'est-à-dire qu'elles n'ont pas été faites pour des énergies croissantes ou décroissantes régulièrement. Ceci, pour éviter une systématisation qui puisse entraîner l'apparition de cassures : ainsi, par exemple, si on fait les mesures pour des valeurs d'énergie croissantes, on peut craindre qu'après un certain nombre d'heures de travail, le bétatron s'échauffe, voit une de ses caractéristiques changer, et provoque une activation plus forte dans le noyau irradié. Un tel phénomène serait enregistré comme une cassure.

Enfin, nous avons très souvent repris l'étude de quelques points de la courbe pour vérifier si les résultats restent inchangés. C'est la meilleure manière de se rendre compte de la fidélité de tout notre système, y compris la stabilité en énergie du bétatron, et celle des appareils de mesure.

7. — *EMPLACEMENT DE LA CIBLE.*

Pour obtenir le maximum de coups, nous avons placé les cibles le plus près possible de l'anticathode. Ainsi, pour étudier le seuil et les premières cassures, la cible a été placée sur un support qui l'a rapprochée de l'anticathode jusqu'à 25 cm. Pour les cassures à énergies plus hautes, nous avons éloigné la cible jusqu'à 60 cm de l'anticathode. Et dans la mesure où là encore, le nombre de coups était suffisamment grand, nous avons éloigné la cible encore plus. En effet, nous nous sommes aperçus que, dans la mesure où l'on éloigne la cible, on peut différencier plus facilement deux cassures très proches l'une de l'autre. Plus la cible est éloignée, plus est petit l'angle que forment les rayons gammas qui l'atteignent. Leur énergie maximum aura alors une valeur beaucoup plus proche de la valeur nominale désirée. En d'autres termes, si la cible est proche de l'anticathode, les gammas qui la frappent auront une énergie maximum de $A + 10^{-a}$ ($a > 0$) : au fur et à mesure qu'elle s'éloigne, la valeur de a augmente. Ainsi par exemple, deux cassures dans la courbe d'activation de la réaction

photoneutronique de ^{18}O n'ont pu être vues que lorsqu'on a éloigné la cible : à la distance de 25 cm, on a vu seulement une cassure pour 17,15 Mev, alors qu'à la distance de 60 cm, on en a vu deux pour 17,13 et 17,21 Mev (voir graphique N° 8).

On comprend donc pourquoi une méthode de mesure à fort rendement est avantageuse, même pour l'étude des cassures à haute énergie, car il est alors possible d'éloigner davantage la cible, et, par conséquent, de mieux les discerner.

Chapitre III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

1. — ETALONNAGE DU BETATRON EN ENERGIE.

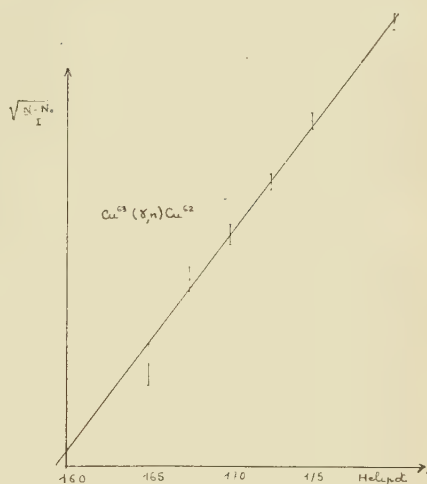
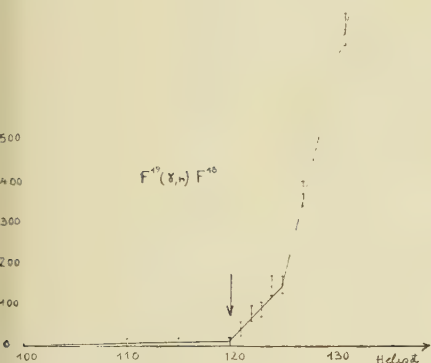
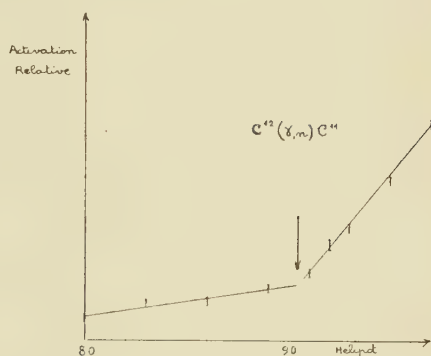
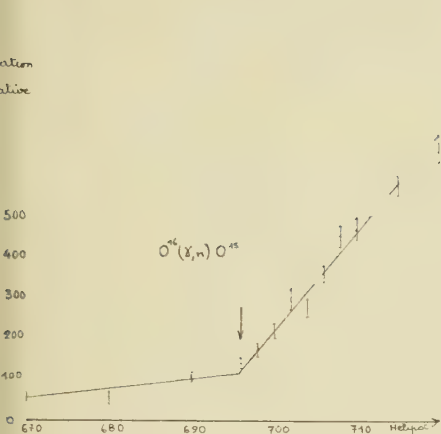
Les seuils et les cassures de toutes les réactions que nous avons étudiés sont situés entre 10 et 22 Mev. Aussi, le premier stade de notre travail a consisté à étalonner notre bétatron (Brown Boveri) dans ces limites à l'aide de réactions à seuil. Ce domaine d'énergie est divisé, dans le métatron, en deux étages (étages IV et V) correspondants à différents enroulements du transformateur de sortie, dont le rapport est constant. L'étage IV correspondond à une énergie de 9,3 à 18,4 Mev et l'étage V de 17,2 à environ 33 Mev.

L'étage IV est facile à étalonner étant donné que dans ce domaine apparaissent les seuils de beaucoup de réactions (γ, n) dont les produits sont des noyaux radioactifs d'une demie-vie commode à mesure (1 minute à 1 jour). Nous avons étalonné cet étage à l'aide des seuils des réactions photoneutroniques du ^{19}F ($10.400 \pm 0,011$ Mev selon le tableau des données de masses de Mattauch (56), du ^{63}Cu ($10,78 \pm 0,007$ Mev, Mattauch, 56), (Bendel, 58). La détermination de l'emplacement de ces seuils a été faite par la méthode de comptage décrite plus haut (II. 1. B). Grâce à la sensibilité de cette méthode, le seuil se voit très clairement (cf. graphique N° 2). En outre, pour s'assurer qu'il s'agit bien du seuil de la réaction étudiée, on fait des mesures de demie-vie de noyaux irradiés sous des énergies légèrement inférieures et supérieures à celle du seuil-même.

Seul, le seuil de la réaction photoneutronique du ^{63}Cu a été déterminé en traçant la courbe de la racine carrée de l'activation, comme cela a été fait par Penfold (59), chez qui nous avons aussi pris la valeur de ce seuil. Celle-ci a été déterminée par lui en utilisant un bétatron étalonné directement en énergie (et non par une méthode basée sur une réaction à seuil); donc, elle ne dépend pas des erreurs éventuelles d'étalonnage dues au petit nombre de coups aux environs du seuil. Les deux autres valeurs des seuils des réactions phononeutroniques du ^{19}F et du ^{16}O sont, elles aussi, indépendantes de l'étalonnage d'un bétatron quelconque, puisque le résultat de travaux expérimentaux sur les masses des noyaux, qui ont été rassemblés par Mattauch.

Les seuils des réactions

ation
ative



Graphique n° 2

Le fait que l'étalonnage de notre bétatron soit linéaire (cf. graphique N° 3) prouve que, grâce à notre méthode de comptage, nous avons vraiment obtenu le seuil de la réaction et non le premier niveau. En effet, lorsque Penfold (59) et Katz (59) ont obtenu pour ^{18}O et ^{207}Pb , des valeurs qui ne tombaient pas sur la courbe d'étalonnage de leur bétatron, ils en ont déduit que ce n'étaient pas les valeurs du seuil des réactions, mais celles du premier niveau.

Etant donné que les étages IV et V ne se différencient que par le nombre d'enroulements du transformateur de sortie, le rapport entre énergies correspondants à des valeurs d'héliopot égales dans chaque étage, est constant. Il suffit donc de connaître un point de l'étage V pour l'étalonner en fonction de l'étage IV. Ce rapport a

Étalonnage du bêtatron Étage IV



été calculé pour la valeur de l'énergie correspondant à l'héliport 90 : à l'étage V, cette valeur correspond à celle du seuil de la réaction phononeutronique de ^{12}C , soit 18.72 Mev : à l'étage IV, elle est de 10.13 Mev (cf. courbe d'étalonnage de l'étage IV). Le rapport est donc de : $18.72/10.13 = 1.848 \pm 0.008$. Un point marqué « R » dans le graphique N° 4 a été calculé selon ce rapport.

Nous ne nous sommes pas contentés de cette méthode pour étalonner l'étage V. Nous avons pris encore la valeur d'une cassure très marquée dans la courbe de la réaction photonéutronique de ^{16}O , qui est, chez Penfold (59), de 17.55 Mev. (Nous avons choisi justement une valeur trouvée par Penfold parce qu'elle l'a été en utilisant un bêtatron étalonné directement en énergie). Ce point, marqué dans le graphique N° 4 « O(P) » est tombé exactement

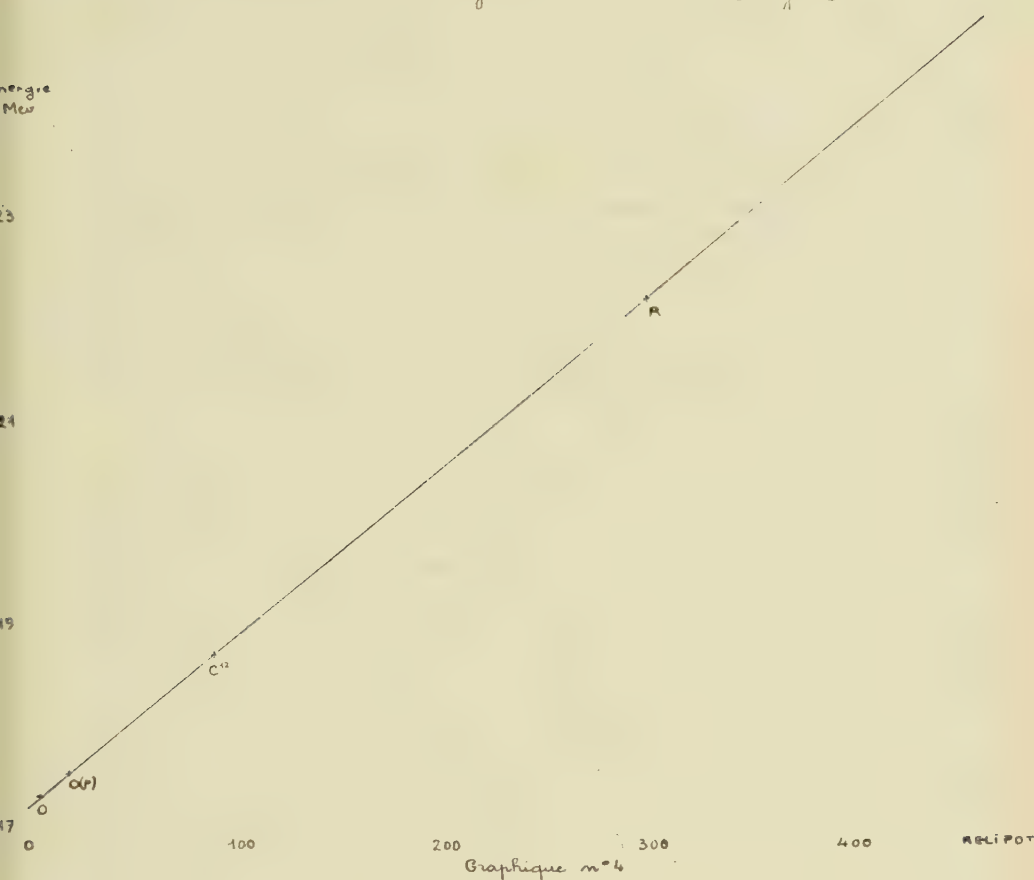
nergie
Mev

23

24

19

17



sur notre courbe d'étalonnage. En outre, nous avons trouvé une cassure dans la réaction photoneutronique de ^{16}O à la fin de l'étage IV comme au début de l'étage V ; ce qui nous a permis, grâce à la valeur en énergie de cette cassure, déterminée sur l'étage IV, de connaître encore un point sur l'étage V. Ce point a été marqué « O » sur le graphique N° 4. Les quatre points mentionnés ci-dessus, sont, dans les limites d'erreurs, en ligne droite.

L'erreur dans la détermination des énergies des seuils est, selon Mattauch (56), inférieure à 10 Kev, sauf pour le ^{63}Cu , pour lequel elle est de 20 Kev. De même, l'erreur due à l'héliport correspondant à l'énergie du seuil est toujours inférieure à 20 Kev, étant donné que chaque seuil du graphique N° 2 a toujours été obtenu pour la même valeur à ± 15 Kev.

L'erreur totale pour les énergies supérieures à 22 Mev est ± 40 Kev, alors que pour le domaine compris entre 10 et 22 Mev, elle est de ± 30 Kev.

2. — LES RESULTATS POUR LE CARBONE 12.

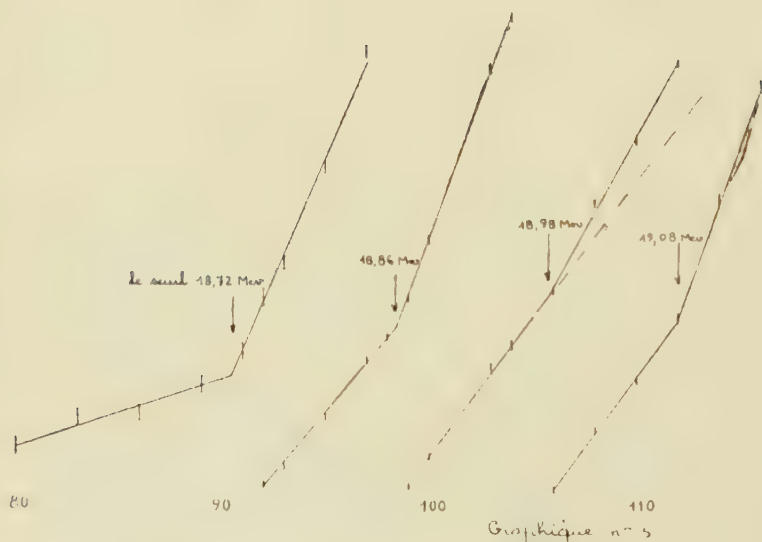
A) Procédés de mesure.

Les résultats pour le ^{12}C se divisent en deux parties :

1) Les résultats obtenus en employant des cristaux d'anthracène de 45 mm de diamètre et 25 mm de long (cf. graphique N° 5) selon la première méthode décrite au chapitre II. Le cristal, placé

des "cassures" dans la réaction $\text{C}^{12}(8,n)\text{C}^{12}$ obtenues avec un cristal d'Anthracène

éclatation
relative



à 25 cm de l'anticathode du bétatron, a été irradié pendant vingt minutes. Cinq minutes après la fin de l'irradiation, on a commencé à compter l'activité. Nous avons laissé le cristal pendant ce temps pour qu'une grande partie de l'activité à demie-vie courte, provenant des impuretés du cristal ne soit pas comptée. D'ailleurs, il fallait un certain temps pour coupler le cristal aux deux photomultiplicateurs, sans interrompre la haute tension d'alimentation, donc dans l'obscurité absolue.

Le comptage a été effectué pendant 20 minutes. Le nombre des coups correspondant à l'énergie de 19,10 Mev est de 13.000 environ. La dose a été mesurée par référence à l'activité de cibles de cuivre, irradiées en même temps que les cibles d'anthracène (cf. II - 2 - A). En même temps, on a mesuré la dose en roentgens avec une chambre « Victoreen » placée dans un fantôme de plexiglas. Etant donné que le nombre de coups enregistrés pour le cuivre est de 30.000 environ, l'erreur statistique est dans ce cas, inférieure à 1,5 %.

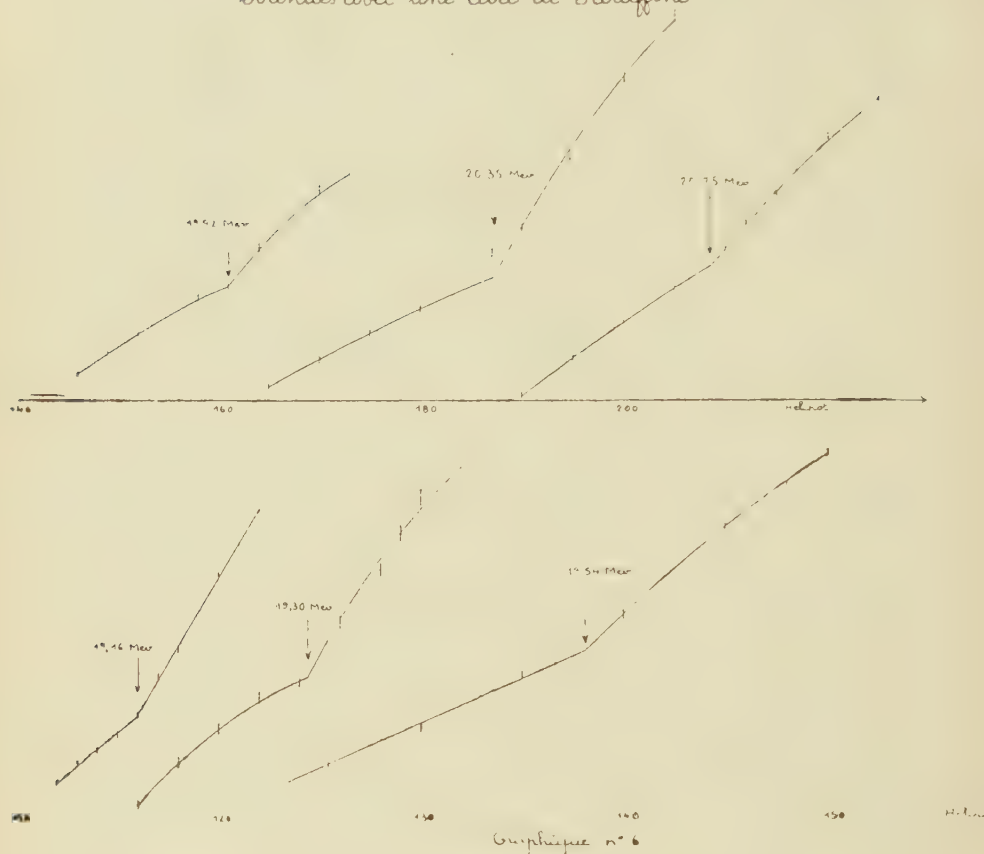
2) Etant donné que l'activité de l'anthracène, aux énergies supérieures à 19,10 Mev, était trop forte et qu'il fallait attendre longtemps pour que le cristal perde toute son activité, nous avons décidé de continuer les recherches à l'aide de la deuxième méthode (cf. II - 1 - B). Nous avons utilisé 10 cylindres de paraffine de 43 mm de diamètre et 50 mm de long, qui ont été irradiés l'un après l'autre, sous des énergies différentes du bétatron. On a d'abord contrôlé l'identité des cylindres. Pour ce faire, chacun a été irradié sous une même énergie, supérieure à celle du seuil de la réaction photoneutronique, et on a mesuré leur activité. On a trouvé les mêmes résultats à ± 1 pour mille. Là encore, les cibles ont été irradiées pendant 20 minutes, on les a laissé reposer pendant 2 minutes, et on a compté leur activité pendant 20 minutes. La dose de rayonnement a été mesurée à l'aide de cylindre de cuivre (cf. II - 2 - A) pendant 5 minutes, 23 minutes après la fin de l'irradiation.

Tous les résultats sont donnés par le graphique N° 6. Dans ce graphique, de même que pour tous les autres, nous avons décidé par commodité et pour que les cassures se voient plus clairement, de les représenter l'une à côté de l'autre en changeant à chaque fois, l'échelle de représentation de l'activité relative. En outre, rappelons que chaque cassure a été obtenue au moins 4 fois, à des intervalles de quelques mois, et en utilisant des appareils de mesure différents. Dans le graphique, nous n'avons donné, pour chaque cassure, qu'un des résultats obtenus choisi au hasard.

B) Comparaison entre nos résultats et ceux des autres chercheurs.

Lorsque nous avons commencé à étudier les cassures dans la courbe d'activation du ^{12}C , nous n'avions à notre disposition que

des cassures de la réaction $C^{12}(x,n)C^{13}$
obtenues avec une cible de Paraffine



les résultats de Katz (54) qui ne nous paraissaient ni assez précis, ni reproductibles (cf. I - 2). Nous connaissions aussi les travaux de Penfold (55) qui avait corrigé l'échelle d'énergie du béta-tron de Katz. Aussi, donnerons-nous dans la deuxième colonne, les résultats de Katz, dans la troisième, les résultats de Katz que nous avons corrigés d'après Penfold, et dans la quatrième, ceux de Jamnik (57).

RESULTATS POUR LE CARBONE 12

Nos résultats	Katz, 54	Katz, 54 Penfold,55	Jamnik,57	Katz, commu- nication privée	niveaux excités par autres réactions
$\pm 0,03$ Mev	$\pm 0,10$ Mev	$\pm 0,10$ Mev	en Mev	$\pm 0,05$ Mev	$\pm 0,01$ Mev
<i>Le seuil :</i> 18,72	18,7	18,73	18,73	18,72	
18,86	—	—	—	18,90	18,85
18,96	—	—	—	18,96	
19,10	—	19,10	19,14	19,08	
19,17	—	—	—	19,17	
19,31	19,3	—	—	19,30	19,26
—	—	—	—	—	19,42
19,56	—	19,55	19,60	19,57	
19,95	19,8	19,95	—	19,92	19,88
20,37	20,1	20,35	—	20,29	20,27
20,75	20,7	20,75	—	20,62	20,65

Après avoir fait nos mesures et obtenu les cassures de la colonne 1, nous avons reçu de M. Katz, en communication privée, des résultats obtenus dans son laboratoire grâce à une méthode semblable à la nôtre (avec des cristaux plastiques au lieu de nos cristaux d'anthracène, et sans système de coïncidence). Ses résultats n'ont pas encore été publiés, alors que les nôtres l'ont été, dans les comptes-rendus du 27 juillet 1959 (Sadeh, 59), avec une description de notre méthode. Selon ce que M. Katz nous a dit, oralement et par écrit, il n'est pas satisfait de ses résultats, (aussi ne les a-t-il pas encore publiés) à cause du même inconvénient que nous avons remarqué pour les cristaux plastiques : l'existence d'impuretés qui donnent naissance à un grand nombre de coups avant même le seuil.

Dans la colonne 5, nous avons donné ces derniers résultats de Katz, et dans la colonne 6, des résultats qui ont été obtenus à partir des réactions $^{11}\text{B}(\text{p}, \gamma)$ ^{12}C , $^{11}\text{B}(\text{p}, \text{n})$ ^{11}C , et $^{11}\text{B}(\text{p}, \text{p}')$ ^{11}B (Ajzenberg, 59, et les références données par ce dernier).

C) Discussion.

Du tableau précédent, il ressort :

a) Le fait le plus marquant est la concordance presque rigoureuse entre nos résultats et ceux dernièrement obtenus par Katz (indépendamment l'un de l'autre). Etant donné que nous ne nous sommes pas servis des mêmes cristaux et d'un même type de bétatron, et que nos appareillages électroniques étaient différents, cette concordance nous paraît être la meilleure preuve de l'existence de ces cassures et de leur emplacement en énergie.

b) La découverte de deux cassures entre le seuil et la première cassure trouvée par les autres méthodes, montre que notre méthode est sensible et efficace à déterminer des cassures immédiatement après le seuil. La correction apportée par Penfold à l'étalonnage du béta-tron de Katz semble justifiée, mais insuffisante, étant donné que nous avons trouvé deux nouvelles cassures entre le seuil et la première cassure de Penfold.

c) La comparaison avec les niveaux obtenus au moyen d'autres réactions (colonne 6 du tableau) montre une concordance entre notre première cassure, pour $18,86 \pm 0,03$ Mev, et le niveau de $18,85 \pm 0,01$ Mev. De même, au niveau de $19,26 \pm 0,01$ Mev, on peut faire correspondre notre cassure obtenue pour $19,30 \pm 0,03$ Mev. Quant on fait cette comparaison, il faut prendre en considération que le niveau correspondant à une certaine cassure se trouve quelque 25 Kev plus haut que la valeur de l'énergie de la cassure (Penfold, 55 et 59).

Pour les autres niveaux, on ne peut dire qu'il y ait concordance. La raison peut être qu'il s'agit de niveaux différents qui ne paraissent pas dans les autres colonnes du tableau, parce qu'ils sont excités par une certaine réaction et ne le sont pas par la réaction photoneutronique. Par exemple, si le niveau a un spin égal à 0, il ne peut être excité par un gamma, puisque le niveau fondamental de ^{12}C a lui aussi un spin 0.

D'autre part, on ne peut discerner une cassure dans la courbe d'activation d'une réaction photoneutronique que si l'augmentation de la pente de la courbe est au moins égale à celle observée pour la cassure précédente, et si la largeur du niveau est inférieure à 20 Kev (Penfold, 55).

Il se pourrait encore que les lois de sélection permettent l'excitation d'un niveau par une certaine réaction, et non par une autre. Mais les lois de sélection de spin isotopique montrent Gell-Mann, 53) que l'absorption d'un dipole électrique dans la réaction $^{12}\text{C}(\gamma, n)\text{Be}$, n'est possible qu'au-dessus de 20 Mev, alors que dans la réaction photoneutronique de ^{12}C , elle est déjà possible au-dessus de 13 Mev : elles n'empêchent donc pas la formation par la réaction photoneutronique d'un niveau de spin et de parité quelconque dans le domaine où nous travaillons (au-dessus de 18 Mev). Or, puisque l'expérience montre (Penfold, 55 ; Bishop, 57) qu'il n'est pas absorbé de dipole électrique au-dessous de 22 Mev, il se peut donc qu'interviennent ici d'autres lois de sélection qui nous sont encore inconnues (Spicer, 55). Si cette supposition est juste, on doit obtenir plus de niveaux par les autres réactions que par la réaction photoneutronique. De même, si on admet le modèle alpha de noyau proposé par Levinger (50), cela nous ramène encore une fois à la même conclusion. Or, les faits prouvent justement le contraire.

Une troisième possibilité proposée par Spicer (55) dit qu'il n'y a simplement pas de niveaux 1^- entre 18 et 22 Mev. Seule, cette supposition peut faire admettre qu'on puisse obtenir le même nombre de niveaux par la réaction photoneutronique que par les autres réactions. Si cependant, entre 18,9 et 19,3 Mev, on obtient, par réaction photoneutronique plus de niveaux que par d'autres réactions, cela peut provenir de ce que la résolution en énergie des protons, dans les autres réactions, est moins bonne que celle des photons dans la réaction photoneutronique qui est de 3 à 5 Kev.

De toutes manières, les faits montrent que notre méthode de mesure est suffisamment sensible pour trouver des niveaux qu'il est impossible de discerner en bombardant un noyau de ^{11}B par des protons. C'est un résultat qu'on n'avait encore jamais atteint avec un bétatron, appareil considéré comme moins précis qu'un Van-de-Graaf pour déterminer des niveaux de noyau.

3. — LES RESULTATS POUR L'OXYGENE 16.

A) *Procédés de mesure.*

Pour étudier la réaction photoneutronique de ^{16}O , nous nous sommes servis de cibles d'acide borique H_3BO_3 , sous forme de cylindres de 42 mm de diamètre et de 47 mm de longueur. Le bore et l'hydrogène ne gênent pas l'étude, étant donné qu'après irradiation, ils ne donnent pas de noyaux radioactifs d'une demie-vie de même ordre de grandeur que la demie-vie de ^{15}O qui est de deux minutes. Les cibles ont été préparées sous presse, à la pression de 500 kg/cm². Leur identité a été contrôlée en les irradiant sous une énergie constante et supérieure à l'énergie du seuil de la réaction photoneutronique.

Toutes les mesures, pour toutes les cassures ont été faites par la méthode des cristaux géants de NaI, pendant 4 minutes, 20 secondes après la fin de l'irradiation.

Pour les cassures situées immédiatement après le seuil, jusqu'à 16,3 Mev, nous avons irradié les cibles placées à 25 cm de l'anticathode pendant 5 minutes. A partir de 16,3 Mev jusqu'à la dernière cassure (21,59 Mev), elles ont été irradiées pendant 2 minutes seulement. De 16,3 à 16,97 Mev, la distance à l'anticathode était de 25 cm ; de 16,97 à 19,18 Mev, cette distance était de 60 cm, et de 19,18 à 21,59 Mev, elle est passée à 115 cm. (Plus on éloigne la cible de l'anticathode, plus il est facile de discerner les cassures. Cf. II, 7).

La dose de rayonnement a été mesurée à l'aide de cibles de cuivre placées à 145 cm de l'anticathode, et dont l'activité a été mesurée pendant 2 minutes, 1 minute après la fin de la mesure de l'activité de la cible d'oxygène. Simultanément cette dose a aussi

été mesurée par une chambre d'ionisation. Seules, ont été retenus les essais pour lesquels les deux méthodes ont donné des résultats concordants.

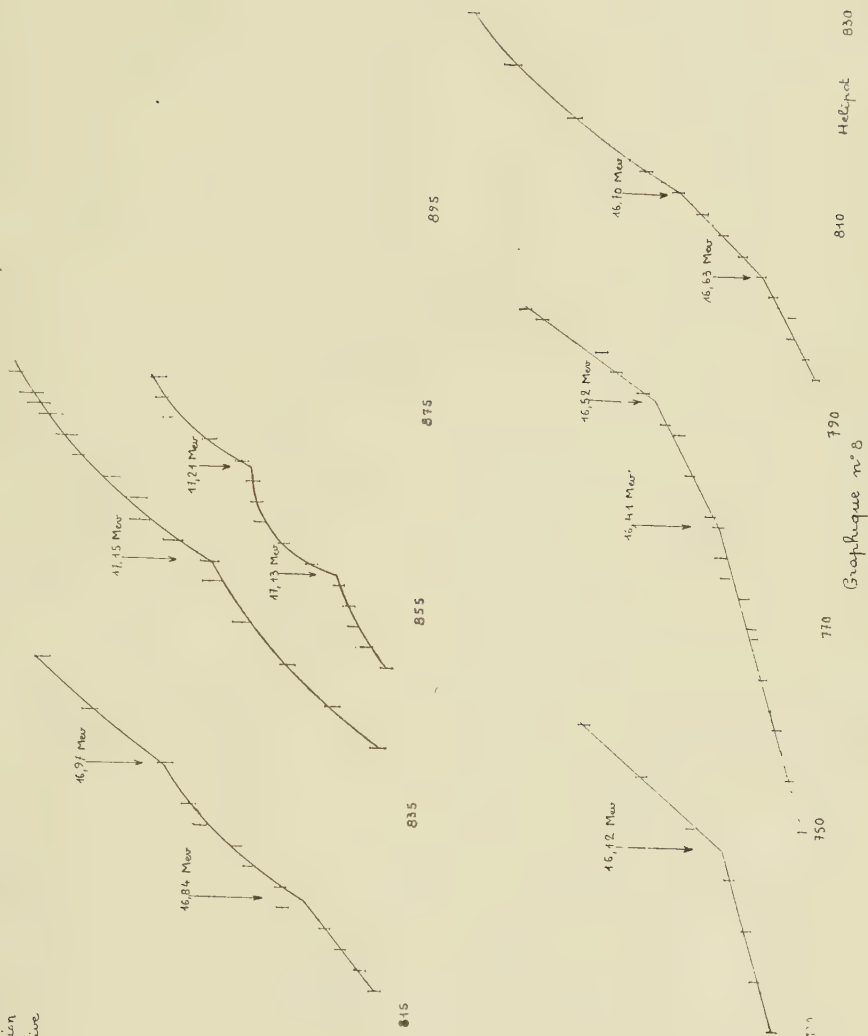
Ici, comme pour tous les autres noyaux, chaque cassure a été mesurée au moins trois fois, à intervalles de plusieurs mois. Tous les résultats sont donnés dans les graphiques 7, 8, 9 et 10.

Les cassures de la réaction $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$



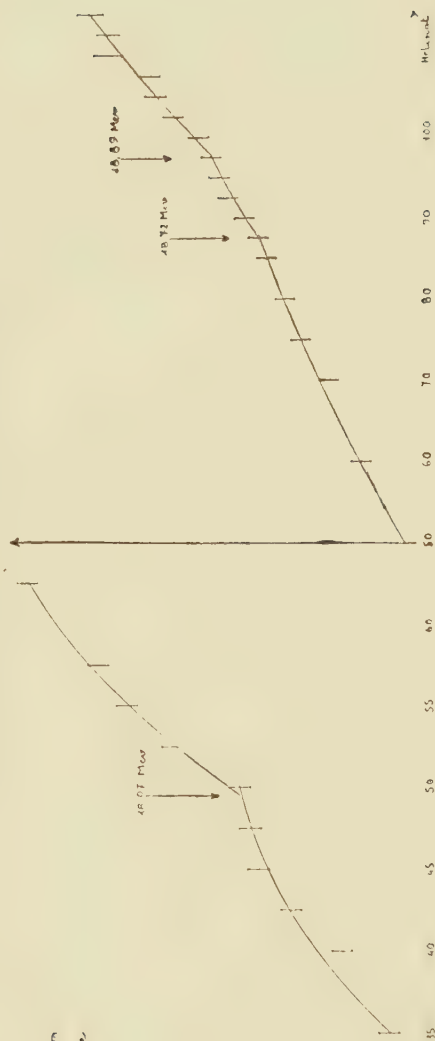
v. cassures de la réaction $O^{16}(x,n)O^{15}$

...ionien
Relative



Les courbes de la réaction $O^{16}(x,n)O^{18}$

Activation
relatives



4.8 89 Mev

4.8 72 Mev

4.8 07 Mev

MeV

4.8 89 Mev

4.8 55 Mev

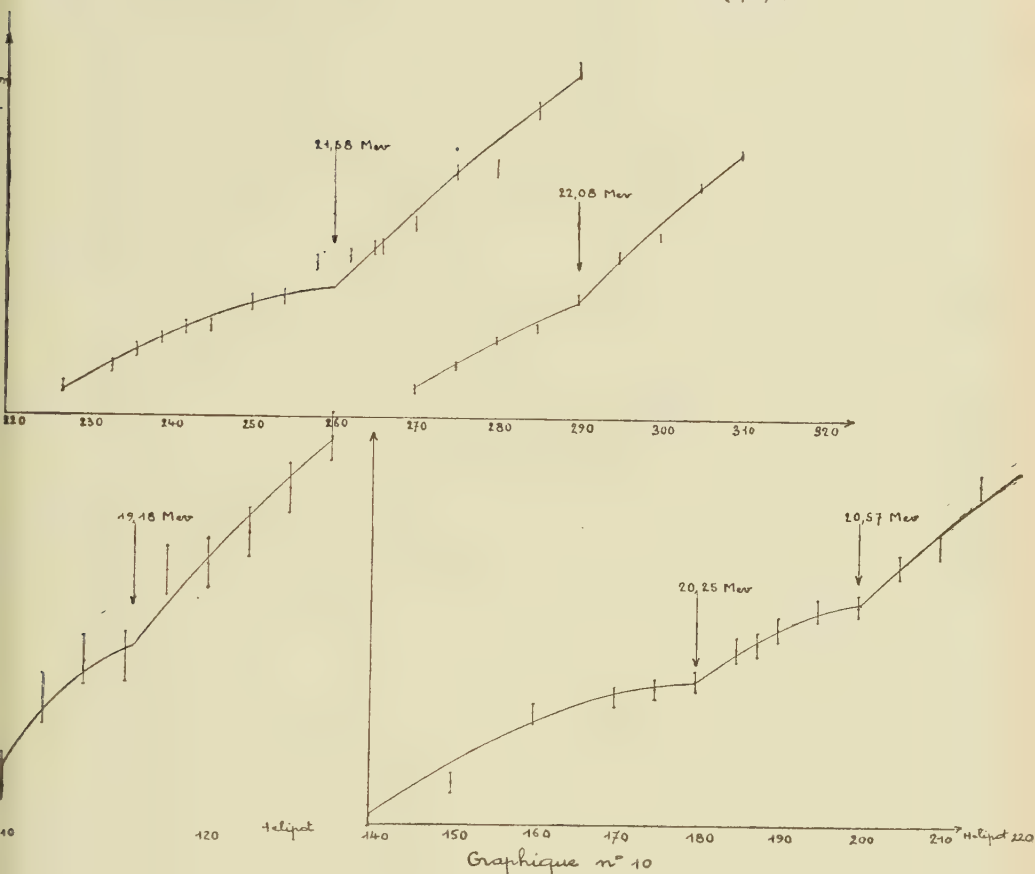
4.8 33 Mev

Graphique n° 9

4.0

MeV

des cassures de la réaction $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$



B) Comparaison entre nos résultats et ceux des autres chercheurs.

Nos résultats ont été donnés dans la colonne 1. Dans la colonne 2, nous avons donné les résultats des travaux de Penfold (55) qui sont les plus détaillés. Dans la colonne 3, sont portés les résultats de travaux de Katz (59) qui sont surtout détaillé pour les valeurs des environs du seuil de la réaction. Ces derniers travaux ont été faits selon la méthode du scintillateur liquide (Cf. II, 1, A, f, 2°). Dans la colonne 4, nous donnons des résultats récents obtenus par Bendel (58) et Penfold (59). Enfin, dans la colonne 7, des niveaux excités obtenus par d'autres réactions : $^{15}N(p, n)^{15}O$ (Johns, 58) et $^{15}N(p, \alpha)^{12}C$ (Lidofski, 56).

RESULTATS POUR L'OXYGENE 16

	Nos résultats ± 0,03 Mev	Penfold, 55 ± 0,05 Mev	Katz, 59 ± 0,04 Mev	Bendel, 58 Penfold, 59 0,04 Mev	Katz, 54 ± 0,01 Mev	Basile, 55	¹⁵ N(p,a) ¹² C ¹⁵ N(p,n) ¹⁵ O
<i>le seuil:</i>	15,65	15,60	15,65	15,65	15,6	15,6	
	15,76						15,79
	15,92	15,85	15,85	15,94	15,9		
	16,12	16,03	16,14	16,18		16,03	
							16,21
							16,3(O ⁻)
	16,41		16,45		16,4		16,44
	16,52	16,47				16,50	
	16,63						
	16,70		16,74		16,7		
	16,84	16,75	16,88			16,82	16,82
	16,97	16,95	17,05		16,9		16,93
	17,13	17,13	17,15		17,1	17,04	17,12
	17,21	17,18	17,21	17,25			
							17,29
	17,33						
	17,55	17,55					17,5
	17,68	17,68					17,63
							17,85
							17,96
	18,07	18,04					18,05
	18,72	18,70					
	18,89	19,01					
	19,18	19,18					
	20,25	20,33					
	20,58	20,58					
	21,59	21,52					

C) Discussion.

a) On voit clairement que nous avons découvert une cassure entre le seuil et la première cassure trouvée par tous les autres chercheurs, puisque nous avons aussi trouvé toutes les autres cassures dans l'ordre.

Il faut souligner qu'à la valeur de 15,85 Mev obtenue par Penfold (55), il faut ajouter 0,05 Mev, étant donné que la valeur qu'il indiquait pour le seuil était de 15,60 alors que la nouvelle valeur dont se sont servis Katz (59), Bendel (58), Penfold (59) et nous-mêmes, est de 15,65 Mev. En conséquence, cette cassure correspond à celle que nous donnons pour 15,92 Mev.

L'existence de cette cassure, pour 15,76 Mev, a été pressentie par Bendel (58), Penfold (59) et Katz (59). Tous les trois n'ont pas réussi à discerner le seuil de la réaction là où il aurait dû

être selon le tableau des données de masses, soit 15,65 Mev, mais seulement à une valeur un peu plus haute, soit 15,79 Mev. Aussi ont-ils pensé qu'il existait bien une cassure pour 15,79 Mev, mais qu'ils n'ont pu la découvrir à cause de la faible efficacité de leurs appareils de mesure. Le fait que Katz n'ait pas trouvé cette cassure alors qu'il employait une méthode de comptage aussi sensible que la nôtre, nous semble dû à ce que le scintillateur liquide donne un grand nombre de coups dès avant le seuil de la réaction, ce qui empêche de voir facilement les cassures situées immédiatement après le seuil.

Ces trois chercheurs estiment que, dans la réaction photoneutronique, les neutrons ne commencent à être libérés que lorsque les gammas atteignent une énergie égale à celle du premier niveau après le seuil, étant donné que les gammas ne peuvent être absorbés que par ce niveau. La valeur trouvée pour le seuil ne correspondra donc à celle donnée par le tableau des données de masse que s'il y a un niveau dont l'énergie soit la même que celle du seuil. Le fait que nous ayons découvert une cassure très franche (voir graphie N° 7) entre le seuil et la première cassure trouvée par les autres chercheurs montre qu'en perfectionnant les méthodes de mesure, on peut de plus en plus se rapprocher du seuil véritable.

Mais ce n'est pas tout. Nous pensons qu'avec notre méthode de mesure, le seuil que nous obtenons correspond à la valeur donnée par le tableau des données de masse, c'est-à-dire qu'il existe un niveau dans ^{16}O dont la valeur est égale à celle du seuil de la réaction photoneutronique, soit 15,65 Mev. Nous nous appuyons pour cela sur le fait que la courbe d'étalonnage du bétatron est droite et que le point obtenu pour le seuil de ^{16}O tombe juste sur cette droite. Si nous avions étalonné le bétatron à partir des seuils des réactions de ^{12}C , du ^{19}F et du ^{63}Cu , nous aurions obtenu le seuil de la réaction de ^{16}O juste pour la valeur 15,65 Mev, (alors que Katz, 59, et Penfold, 59, n'ont pas obtenu le seuil de ^{16}O sur la droite d'étalonnage).

b) Johns (58) a montré que le niveau 16,3 Mev trouvé par la réaction $^{15}\text{N}(p,n)^{16}\text{O}$ à un spin 0 ; étant donné que le niveau fondamental de ^{16}O a, lui aussi, un spin 0, et que l'absorption d'un gamma entraîne un changement de spin, on ne peut donc discerner ce niveau par une réaction photonucléaire. Pour les autres niveaux qui ont été obtenus par d'autres réactions, mais non par une réaction photoneutronique, rappelons seulement qu'on ne peut voir de cassure que si l'augmentation de la pente est au moins égale à celle de la cassure précédente. Quant aux niveaux que nous avons obtenus, et qui ne l'ont pas été par d'autres réactions, rappelons ce que nous avons dit plus haut, au sujet du ^{12}C . (Cf. III, 2, C. c.)

c) Il faut signaler la concordance existant entre nos résultats et ceux de Katz (59) pour les 11 premières cassures ; de même

que celle existant entre nos résultats et ceux de Penfold (55) pour les autres cassures, situées dans un domaine qui n'a pas été étudié par Katz.

Etant donné que la précision de nos mesures est la meilleure de toutes (~ 30 Kev), on peut dire, avec quelque raison, que les valeurs que nous avons obtenues sont les plus proches des valeurs vraies.

LES RESULTATS POUR LE FLUOR 19

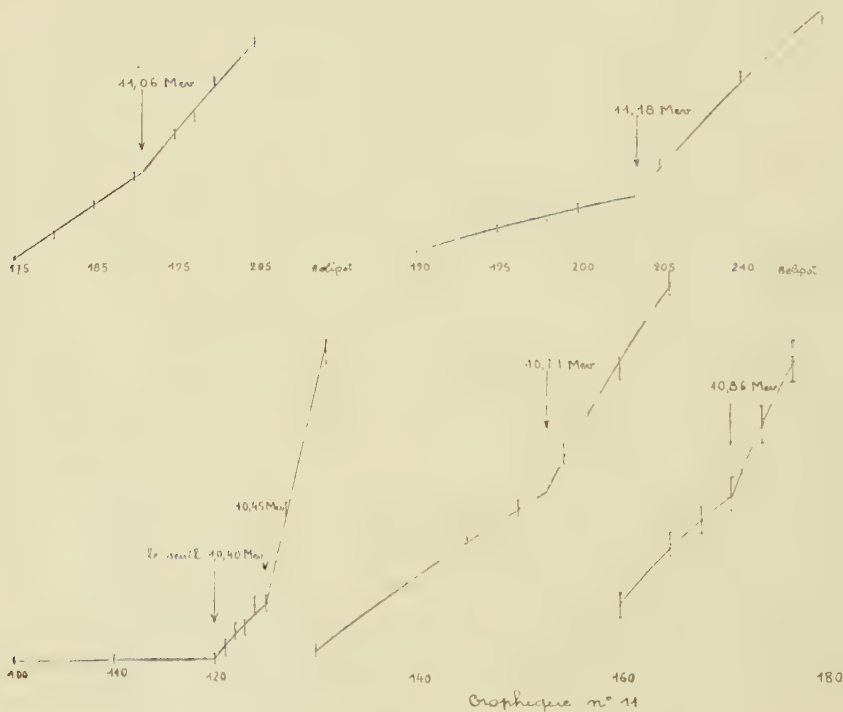
A) Procédés de mesure.

Pour étudier la réaction $^{19}\text{F}(\gamma, n)^{18}\text{F}$, nous avons utilisé des cibles de Teflon, de 57 mm de diamètre et de 46 mm de long.

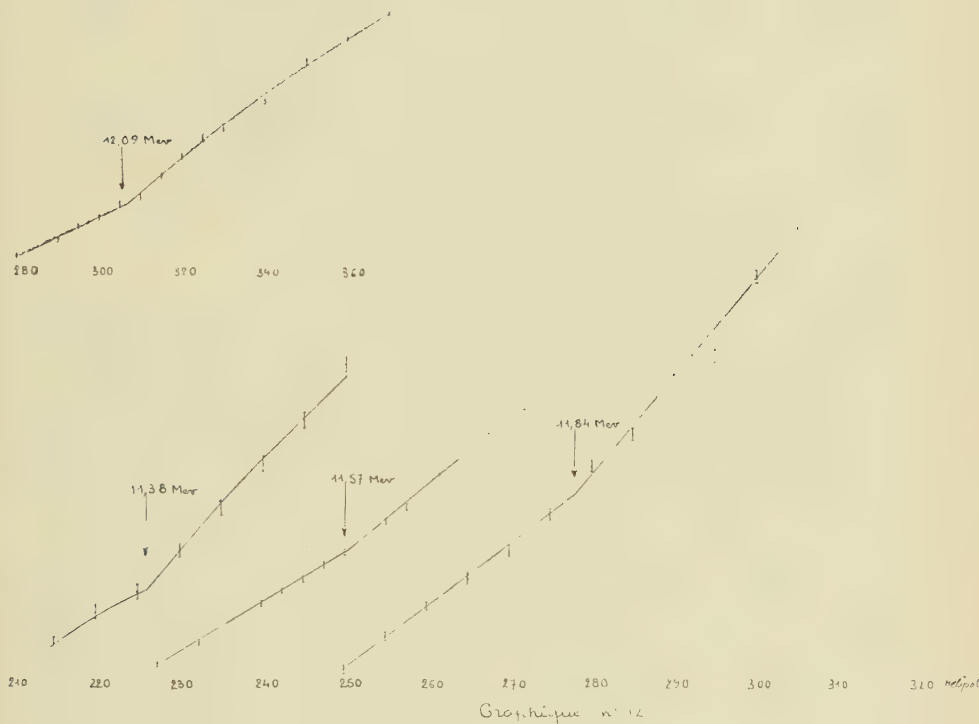
MeV

Les cassures de la réaction $\text{F}^{19}(\gamma, n) \text{F}^{18}$

Activation
Relative



Les cassures de la réaction $F^{19}(\gamma, n)F^{18}$



placées à 25 cm de l'anticathode. Pour la première cassure, nous avons irradié la cible pendant 60 minutes (la demie-vie du ^{18}F est de 112 minutes) et avons mesuré son activité par la méthode des deux cristaux de NaI, pendant 60 minutes, deux minutes après la fin de l'irradiation. Pour les autres cassures, l'irradiation et la mesure n'ont été que de 20 minutes seulement chacun.

La dose de rayonnement a été mesurée simultanément au moyen de cibles de cuivre et par une chambre d'ionisation.

B) Résultats.

Nos résultats $\pm 0,03$ Mev	Taylor, 54 en Mev	$^{18}\text{O}(\text{pn})^{17}\text{F}$, $^{18}\text{O}(\text{p}\gamma)^{16}\text{F}$
10,40	10,40	
10,45	10,47	10,46
10,71	10,6	10,74
10,86	10,9	10,87
11,06		11,06
11,18	11,2	11,17
11,38		11,38
11,57	11,5	11,52
		11,77
11,84	11,9	11,94
12,09	12,2	11,99

C) Discussion.

1°) Là encore, à cause du fort rendement de notre système de comptage, nous avons trouvé un premier niveau, immédiatement après le seuil. Ce niveau a été aussi observé, il n'y a pas très longtemps, par Bendel (58), qui n'a étudié que les environs du seuil de cette réaction. Bien que sa méthode de mesure ne soit pas aussi efficace que la nôtre, le fait que ce noyau a une demie-vie longue lui a permis de prolonger l'irradiation et le comptage jusqu'à 182 minutes, ce qui lui a permis de découvrir ce niveau.

2°) Une comparaison avec les niveaux obtenus par d'autres réactions montre une bonne concordance avec nos résultats. Les niveaux du ^{17}F , obtenus par d'autres réactions, sont plus nombreux que ce que nous avons inscrit dans notre tableau. Cette fois, d'ailleurs, contrairement aux noyaux précédemment étudiés, les autres réactions permettent d'obtenir plus de niveaux que ne le permet la réaction photoneutronique. Ceci, comme nous l'avons déjà dit, parce que, pour qu'une cassure puisse être observée par réaction photoneutronique, il faut que l'augmentation de la pente soit au moins égale à celle de la cassure précédente.

LES RESULTATS POUR L'AZOTE 14.

A)

Cette réaction a été étudiée en 1954, par deux chercheurs qui font autorité en la matière, MM. Katz et Penfold, mais aucun résultat n'a été publié (communication privée de M. Katz). La cause en est que la section efficace de la réaction est si faible que la statistique des coups enregistrés aux environs du seuil est, elle aussi, faible, ce qui ne permet pas de discerner l'existence de cassures (Birnbaum, 54).

B) Résultats.

Nos résultats $\pm 0,03$ Mev	Ajzenberg, 59* en Mev
10.60	
10.77	
11.01	11,07
11.32	11,38
11.47	11,50
12.04	12,05
12.22	12,20
12.36	12,41
12.80	12,80

* Niveaux excités obtenus par d'autres réactions :
 $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$, $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ et $^{13}\text{C}(\text{p},\text{n})^{13}\text{N}$.

C) Discussion.

Quoique la section efficace de la réaction soit très faible, nous avons néanmoins réussi à observer des cassures, mais n'avons pu identifier le seuil de cette réaction, c'est-à-dire qu'à l'énergie indiquée par le tableau de données de masses de Mattauch (10.55 Mev), nous n'avons pu enregistrer d'augmentation d'activité. La courbe n'a commencé à monter » qu'à 10.60 Mev (voir graphique N° 13). Cela a été le seul noyau pour lequel nous n'avons pu discerner le seuil. Mais étant donné que ce seuil n'a pas servi à étalonner notre bétatron, cela n'a pu entraîner d'erreurs d'étalonnage.

La correspondance avec les niveaux donnés par d'autres réactions ne peut dire grand chose à cause du grand nombre de niveaux de ce noyau, dans ce domaine d'énergie. En effet, même si nous avions trouvé une cassure pour une énergie un peu différente, nous aurions pu la faire correspondre à un niveau.

LES RESULTATS POUR LE PHOSPORE 31.

A)

Pour étudier cette réaction, nous nous sommes servis de cibles de phosphore rouge, mises sous forme de cylindres de 42 mm de diamètre et 50 mm de long, sous une pression de 500 kg/cm², et placées à 25 cm de l'anticathode.

Du seuil de la réaction jusqu'à 13,18 Mev, l'irradiation et le comptage ont été de 8 minutes chacun, séparés par un intervalle de 30 secondes. De 13,18 à 13,62 Mev, la durée a été réduite à 5 minutes. Rappelons que la demie-vie de ^{30}P est de 2,5 minutes.

des cassures de la réaction $P^{31}(\gamma, n)P^{30}$

tion
aire



B) Résultats.

Nos résultats ± 0,03 Mev		Schuhl, 56 ± 0,05 Mev	
le seuil	12,23		
	12,37		12,33
	12,47		12,58
	12,68		
	12,78		12,75
	12,83		12,90
	12,98		
	13,18		13,18
	13,32		13,38
	13,62		

C) Discussion.

Nous n'avons pas donné d'indications de niveaux obtenus par d'autres réactions, parce qu'on n'en a pas trouvé dans ce domaine d'énergie. En effet, Endt (57) indique qu'il n'a trouvé de niveaux que jusqu'à 8,2 Mev.

Il apparaît ici clairement, comme nous le prétendons, que la plupart des chercheurs ont confondu le seuil de la réaction avec le premier niveau. Schuhl, à cause du petit nombre de coups, n'a pu discerner le seuil véritable, mais seulement l'augmentation d'activité la plus proche, qui correspond au premier niveau.

Les valeurs du seuil de cette réaction, connues jusqu'aujourd'hui, sont :

Notre résultat : $12,23 \pm 0,03$ Mev

Katz, 58 : $12,50 \pm 0,05$ Mev

Schuhl, 56 : $12,3 \pm 0,05$ Mev.

Tableau de masses de Bainbridge, 53 : $12,60 \pm 0,13$ Mev.

Il est intéressant de donner aussi les résultats que nous avons obtenus pour le seuil de la réaction $^{35}\text{Cl}(\gamma, n)^{34}\text{Cl}$. résultats qui renforcent bien ce que nous avons dit plus haut.

En effet, nous trouvons $12,66 \pm 0,03$ Mev pour le seuil, et $12,75 \pm 0,03$ Mev pour la première cassure, alors que Schuhl (55) donne pour le seuil la valeur de $12,79 \pm 0,07$ Mev. ce qui, encore une fois, paraît correspondre à la valeur de notre première cassure.

Notre méthode de comptage a permis de discerner une augmentation de la pente de la courbe d'activation, pour la valeur d'énergie la plus faible. Cela nous permet de penser que notre résultat est le plus juste.

Chapitre IV

SPIN ET PARITE DES NIVEAUX

1. — *Calcul du spin et de la parité d'après la pente de la courbe d'activation.*

Pour chacune des cassures obtenues, la pente de la courbe est différente, et il était naturel de penser qu'il y avait un lien direct entre la pente et la section d'absorption de gammas par le niveau qui provoque cette cassure : plus la section est grande, plus forte sera la pente. Un calcul précis, fait par Katz (51) et Penfold (55), montre que l'activité provoquée dans la cible après irradiation par un béta-tron dont les gammas ont une énergie maximum E_0 , est :

$$\alpha(E_0) = 0,602 \int_0^{E_0} [\sigma(\gamma, n) + \sigma_i] P(E, E_0) dE$$

quand $\alpha(E_0)$ est le nombre de noyaux radioactifs formé dans une mole du matériau irradié par une dose de 100 roentgens; $\sigma(\gamma, n)$ est la section d'absorption des gammas par tous les niveaux du noyau, sauf le niveau d'énergie E_i , dont la section d'absorption de gammas est σ_i ; $P(E, E_0)$ est le nombre de gammas d'énergie E par cm^2 , pour une dose de 100 roentgens. Le coefficient 0.602 est le nombre d'Avogadro divisé par 10^{21} , qui permet de convertir les unités de section d'absorption de cm^2 en barns.

$$\alpha(E_0) : 0,602 \int_0^{E_0} \sigma(\gamma, n) + 0,602 P(E_i E_0) \int_0^{E_0} \sigma_i dE \quad (1)$$

Dans le deuxième membre, le premier terme exprime la contribution de tous les niveaux jusqu'au niveau i , à l'activité des noyaux, tandis que le deuxième exprime la contribution du niveau i . Donc, si nous appelons $\theta\alpha(E_0)$ l'augmentation de la pente à l'énergie E_i , nous obtiendrons :

$$\theta\alpha(E_0) = 0,602 P(E_i E_0) \int_0^{E_0} \sigma_i dE \quad (2)$$

E_0

Cette équation nous permet de calculer $\int \sigma_{id} E$, puisque $g_2(E_0)$

est obtenu sur nos graphiques de courbes d'activation, et que $P(E_i, E'')$ nous est donné par des graphiques préparés par Katz (54), en supposant que l'énergie des gammas qui contribuent à l'excitation du niveau est comprise entre $E_i + 0,5 \text{ Mev}$.

La section totale d'absorption des gammas ($\int \sigma_{id} E$) et la largeur d'absorption des gammas par le niveau i , Γ_γ sont liées par la relation :

$$\int \sigma_{id} E = 2 \pi^2 \lambda_\gamma^2 S_0 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma} \quad (\text{Penfold, 55}) \quad (3)$$

quand λ_γ est la longueur d'onde du rayonnement gamma ; Γ_n la largeur d'émission des neutrons et Γ , la largeur totale du niveau.

S_0 est donné par :

$$S_0 = \frac{1}{2} (2J + 1) (2I + 1) \quad (4)$$

quand le noyau passe d'un niveau de spin I à un autre de spin J .

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma} = 1/3 \text{ si nous admettons que, dans une réaction photo-}$$

nucléaire, ce sont surtout des protons et des neutrons qui sont

Connaissant $\int \sigma_{id} E$, la relation (3) nous permet de calculer Γ_γ , émis, dans la proportion de 2 pour 1.

D'un autre côté, on peut comparer ce dernier résultat avec des résultats théoriques obtenus pour les noyaux légers, calculés par Weiskopf (51) et Kinsey (54) à partir du modèle de la particule indépendante.

Dans le tableau suivant, nous donnons, pour les différents niveaux de ^{10}O , et de ^{12}C , les résultats de $\int \sigma_{id} E$ (d'après la relation 2) et ceux de Γ_γ (d'après la relation 3, pour un rayonnement de dipole et de quadripole, ce qui change S_0), et ceux obtenus pour les mêmes niveaux d'après Weiskopf (51). Les calculs ont été faits par Penfold (55) et Bishop (57). Nous avons refait ces calculs pour les pentes des niveaux que nous avons obtenus, et les avons trouvé correspondants — dans les limites d'erreurs.

LES RESULTATS POUR ^{12}C

Les niveaux en Mev	$\int \sigma dE \times 10^3$ en Mevbarn	$\Gamma(\text{E1 ou M1})$ en ev observé	$\Gamma(\text{E2})$ en ev	$\Gamma(\text{E1})$ en ev	$\Gamma(\text{M1})$ en ev calculé	$\Gamma(\text{E2})$ en ev
19,31	0,23	22,6	13,6	4150	151	7,65
19,95	0,66	68,0	41,2	4500	162	8,8
20,1	1,20	129	77,5	4700	170	9,75
20,5	1,40	156	93,5	4950	181	10,4
20,7	2,00	227	136,5	5130	186	11,2
21,1	5,20	610	368	5420	198	12,0
21,6	5,80	715	430	5820	212	13,7
22,4	5,50	727	438	6500	236	16,2
22,8	33,00	4550	2740	6860	248	17,7

LES RESULTATS POUR ^{16}O

15,92	0,078	5,3	3,2	2840	85	4,4
16,41	0,045	3,3	2,0	3100	93	5,1
16,70	0,071	5,2	3,1	3240	97	5,45
16,84	0,142	10,6	6,4	3340	100	5,75
16,97	0,222	16,8	10,1	3380	102	5,9
17,13	0,575	44,2	26,5	3450	104	6,1
17,33	0,236	19,2	11,5	3630	112	6,8
17,55	0,185	15,2	9,1	3760	114	7,05
17,68	0,185	15,5	9,3	3850	116	7,35
18,89	0,511	48,5	29,2	4700	142	10,3
19,18	1,5	144	86,4	5050	150	11,5
20,58	2,1	240	144	6150	186	16,3
21,59	7,5	960	576	7320	218	21,2

Les tableaux permettent de déduire que, pour les premiers niveaux après le seuil, la multipolarité qui convient le mieux est E2, ce qui donne un niveau de spin 2 et de parité positive, tant pour ^{16}O que pour ^{12}C . Au fur et à mesure que l'énergie de rayonnement augmente, l'absorption M1 devient prépondérante, ce qui donne un niveau 1^- . Puis, c'est une absorption E1 qui se produit, ce qui donne un niveau 1^- .

Le fait que les niveaux de ^{16}O , jusqu'à 18,7 Mev, sont excités par des gammas E2 ou M1 est prouvé par Spicer (55) qui a étudié la distribution angulaire des protons émis par la réaction $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}$.

Il est surprenant qu'on ne trouve pas de transitions E1 dans les domaines d'énergie, pourtant étendus, entre 15,65 et 21,5 Mev pour ^{16}O et entre 18,72 et 22 Mev pour ^{12}C .

Selon Bishop (57), jusqu'aux limites supérieures de ces domaines, les niveaux ont un spin isotopique $T = 0$, étant donné que la réaction $^{16}\text{O}(\gamma, \alpha)^{12}\text{C}$ ne commence à être sensible qu'à partir de 25 Mev. Donc, il ne peut y avoir d'absorption de gammas E1, selon les lois de sélection de spin isotopique. Mais ces lois ne s'appliquent pas aux réactions (γ, n) et (γ, p) , puisque la particule émise n'a pas de spin isotopique $T = 0$ (seules, les particules alpha ont un tel spin). Cette théorie ne peut donc être retenue.

Pour Spicer (55), le manque de transition E1 peut s'expliquer par le « modèle de la particule alpha », comme cela a été fait par Levinger (50) : selon ce modèle, il ne peut y avoir absorption de dipôles, jusqu'à ce que le photon ait une énergie suffisante pour arracher une particule alpha du noyau : cette énergie est de 20 Mev environ. Mais à notre avis, comme nous l'avons montré plus haut (cf. III, 2, C, c), la raison peut simplement être qu'il n'existe pas de niveaux 1^- dans ce domaine.

Cette méthode ne peut que permettre d'estimer la multipolarité des gammas, à cause de la grande imprécision de tous les stades du calcul :

f_{oidE} est obtenu à $\pm 200\%$ (Katz, 54), et ceci, à cause de l'erreur dans la détermination de $\theta_z(E_0)$ et de $P(E_i, E_0)$. Le calcul de Γ_γ présente une erreur du même ordre de grandeur (Penfold, 55). En outre, pour certains domaines, il n'est pas possible de déterminer si le gamma absorbé est E2 ou M1.

Pour déterminer la multipolarité avec une précision plus grande, il faut faire des essais de distribution angulaire des neutrons émis. Cela est impossible quand on utilise un béta-tron, car les gammas que celui-ci émet sont polyénergétique et excitent tous les niveaux qui se trouvent entre le seuil et l'énergie maximum donnée par le béta-tron. La distribution angulaire obtenue est donc complexe et il est impossible de l'analyser.

2. — *Essai de détermination de la distribution angulaire.*

A) *Idée de base.*

Bien qu'on ne puisse déterminer la distribution angulaire des neutrons émis pour chaque niveau, il est cependant possible de voir si cette distribution varie d'un niveau à l'autre, surtout immédiatement après le seuil. Si l'absorption d'un gamma par le premier niveau après le seuil entraîne l'émission de neutrons ayant une distribution isotropique, et si le deuxième niveau en fait autant, cette distribution restera isotropique lorsque l'énergie d'irradiation aura une valeur comprise entre celle du deuxième niveau et celle du troisième. Lorsque cette énergie augmentera encore, il y aura une valeur pour laquelle la distribution cessera d'être isotropique, ce qui peut se voir facilement. On ne peut donc tirer de conclusions que si la distribution était isotropique et a cessé de l'être.

Pour quelle multipolarité et pour quels noyaux peut-on obtenir une distribution angulaire isotropique ? Lorsqu'on irradie par des gammas un noyau dont le niveau fondamental a un spin 0 ou $1/2$, et que le niveau fondamental du noyau formé a un spin plus grand de moins que 2 que celui du noyau irradié, l'absorption d'un gamma E1 entraînera alors, en général, une distribution isotropique (Spicer, 55 ; Bishop, 57). Cette chose est vraie, par exemple pour ^{16}O , dont le niveau fondamental a un spin 0, alors que le spin du niveau fondamental de ^{15}O est $1/2$. L'absorption d'un gamma E1 suscite un niveau de spin 1. Etant donné que le spin du niveau fondamental de ^{15}O est $1/2$ et que le spin interne du neutron est, lui aussi, $1/2$, le neutron émis a un spin 0 (« s wave neutron »); il y a bien une probabilité d'émission d'un neutron de spin 2 (« d wave neutron »), puisque l'addition vectorielle $2 + 1/2 + 1/2$ peut donner 1, mais cette probabilité est faible. C'est aussi vrai pour ^{12}C , dont le spin du niveau fondamental est 0, alors que le spin du niveau fondamental de ^{11}C est $3/2$. Mais nous avons déjà fait plus haut le calcul pour les niveaux de ^{16}O et ^{12}C , et nous avons vu qu'ils n'absorbent pas de gammas E1.

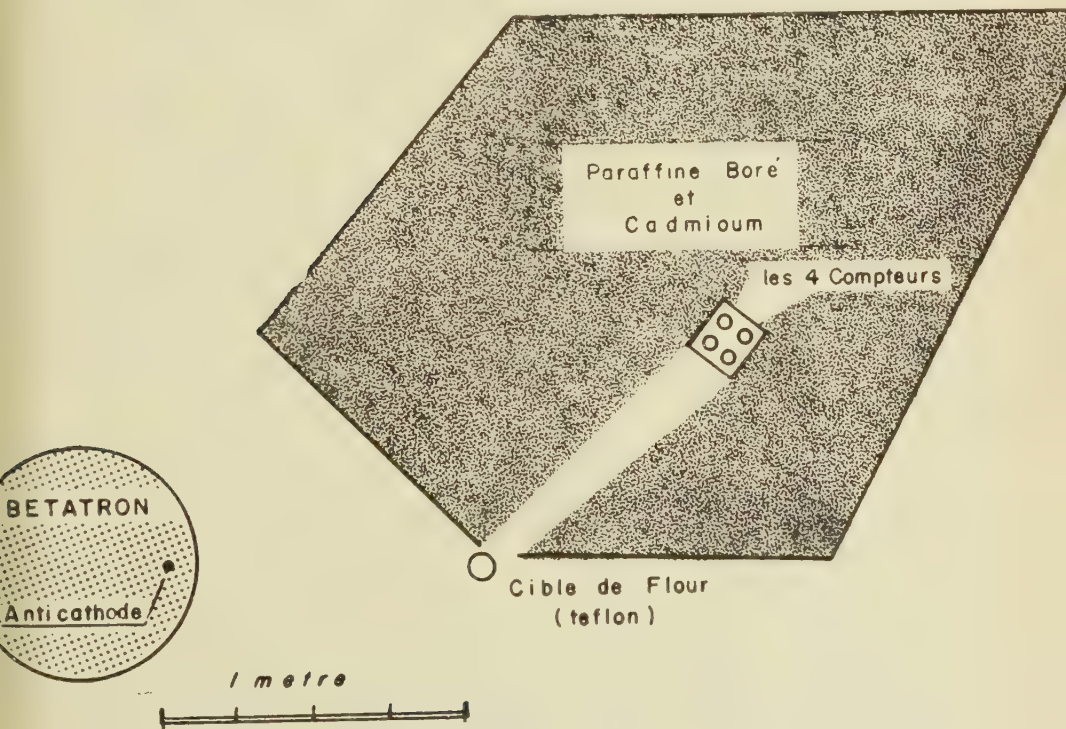


Figure N° 3

Nous avons étudié la réaction $^{19}\text{F}(\gamma, n)^{18}\text{F}$, car le spin du niveau fondamental de ^{19}F est $1/2$, et celui de ^{18}F est 1. Cette réaction est, d'autre part, facile à étudier, car son seuil est bas (10,40 Mev), et on ne risque donc pas de compter les neutrons émis par les objets se trouvant dans la salle du bétatron.

B) L'appareillage.

a) Quatre compteurs BF₃ — dont le gaz, sous pression, est enrichi à 96 % en ^{10}B — sont placés dans une boîte de paraffine dont trois parois sont recouvertes d'acide borique et de cadmium. Cette boîte se trouve dans une construction de paraffine borée d'une épaisseur de 1 m. Seul, un côté, dirigé vers la cible, n'est pas protégé des neutrons qui se trouvent dans la salle pendant l'irradiation : c'est le côté destiné à absorber les neutrons émis par la cible irradiée.

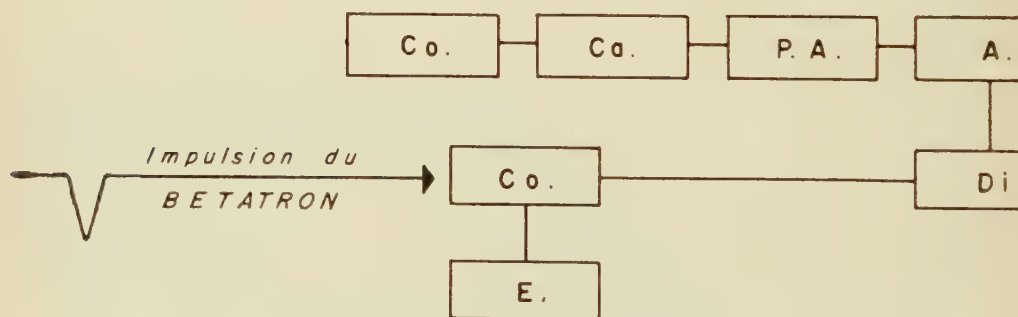


Figure N° 4

Co — Compteurs
 Ca — Cathodine
 P.A. — Pre-Amplificateur
 A — Amplificateur
 Co — Coïncidence
 E — Echelle.

b) Le circuit électronique.

I Un système de coïncidence s'ouvre 20 μ sec. après la fin de l'impulsion des gamas pour une durée de 400 μ sec., puis se referme jusqu'à l'impulsion suivante ; ceci, pour ne compter que les neutrons provenant de la cible, et non ceux qui sont dispersés dans la salle et viennent d'endroits plus éloignés que la cible.

C) Rendement du système de comptage.

Si l'énergie du bétatron est de 10,8 Mev, les gammas émis n'exciteront que les deux premiers niveaux du ^{19}F (placés à 10,45 et 10,71 Mev). Pour cette énergie, nous avons compté, par la méthode des deux cristaux géants de NaI, 4.300 coups pendant 20 minutes, après une irradiation de 20 minutes, alors que le rendement de ce comptage est de 15 %. Le nombre des neutrons émis après une irradiation de 20 minutes est de 100.000 environ, si l'on tient compte de ce que le comptage, pendant 20 minutes, n'a permis d'enregistrer qu'une partie des noyaux radioactifs. Si l'irradiation se prolonge pendant une heure, le nombre des neutrons s'élèvera à 300.000.

L'angle solide d'absorption des gammas est resté le même que celui du comptage d'activité, même si la distance à l'anticathode a augmenté, car nous avons utilisé une cible plus épaisse. L'angle solide d'où les compteurs voient la cible est de 1,6 %, et l'efficacité des compteurs est de 10 %. Le rendement total est donc de 1 pour mille environ.

En d'autres termes, une irradiation d'une heure, sous une énergie de 10,8 Mev, doit donner 300 coups. Pour une énergie de 11,18 Mev (lorsque le troisième niveau est excité), le nombre de coups sera de 1.200 pour une heure.

D) Le procédé.

Nous avons effectué les mesures selon quatre angles : 30°, 50°, 70° et 90° ($\pm 4^\circ$) et pour deux valeurs d'énergie du bétatron : 10,8 et 11,18 Mev. Avant chaque mesure, nous avons évalué le bruit de fond en irradiant une cible contenant du ^{12}C (dont le seuil est à 18,72 Mev). Nous avons aussi vérifié la stabilité des compteurs grâce à une source de neutrons (Po — Be), placée à une distance constante. Enfin, nous avons vérifié de temps en temps le plateau des compteurs.

E) Les résultats.

Les résultats suivants sont donnés pour une irradiation de 4 heures.

L'angle	N pour ^{19}F		N_0 pour ^{12}C		$N - N_0 \pm 400$	
	10,8 Mev	11,18 Mev	10,8 Mev	11,18 Mev	10,8 Mev	11,18 Mev
30	41140	44340	40220	41620	930	2720
50	41200	44290	39970	41700	2230	2590
70	41250	44220	40230	42030	1020	2190
90	41360	44180	40050	41640	1310	2540

N et N_0 — le nombre de neutrons.

Bien que le grand bruit de fond existant nous empêche de l'affirmer catégoriquement, nous pouvons dire que la distribution angulaire est isotropique. Nous n'avons pas réussi à diminuer ce bruit de fond, malgré tous nos efforts pour protéger plus efficacement les compteurs par des couches supplémentaires de paraffine borée et de cadmium.

BIBLIOGRAPHIE

- ALZENBERG, 59
 AXEL, 56
 BAINBRIDGE, 53
 BASILE, 55
 BASILE, 58
 BENDEL, 58
 BIRNBAUM, 54
 BISHOP, 57
 BLAZER, 51
 BOTHE, 37
 BOULEGUE, 58
 CHADWICK, 34
 CHASTEL, 52
 ENDT, 57
 GOLDBABER, 48
 GELL-MANN, 53
 HASLAM, 52
 JAMNIK, 57
 JOHANSSON, 55
 JOHNS, 58
 KATZ, 50
 KATZ, 51
 KATZ, 52
 KATZ, 54
 KATZ, 54 a
 KATZ, 58
 KATZ, 59
 KINLEY, 54
 LEVINGER, 50
 LIDOVSKI, 56
 MANN, 55
 MATTAUCH, 56
 MONTALBETTI, 53
 MORINAGA, 55
 PEASLEE, 52
 PENFOLD, 55
 PENFOLD, 55 a
 KATZ, 58
 PENFOLD, 59
 REITZ, 50
 SADEH, 59
 SCHULL, 56
 SIEGBAHN, 55
 SPICER, 55
 STEPHENS, 55
 SZILARD, 34
 TAYLOR, 54
 WAFFLER, 49
 WAFFLER, 52
 WIESKOPF, 51
- Energy levels of light nuclei VI, 1959.
 Phys. Rev. 102, 400 (1956).
 Experimental nuclear physics (1953)
 Comptes-Rendus, 240, 2399 (1955).
 Comptes-Rendus, 246, 588 (1958).
 Phys. Rev., 111, 1297 (1958).
 Phys. Rev., 93, 146 (1954).
 Encyclopedia of Physics, XLII, pp. 309-362.
 Helv. Phys. Acta, 24, 30 (1951).
 Z. Physik, 106, 236 (1937).
 Thèse Paris, (1958).
 Nature, 134, 237 (1934).
 Thèse Paris, (1952).
 Rev. Mod. Phys., 29, 715 (1957).
 Phys. Rev., 74, 1046 (1948).
 Phys. Rev., 91, 169 (1953).
 Phys. Rev., 87, 196 (1952).
 Nuclear Instruments, 1, 324 (1957).
 Phys. Rev., 99, 1031 (1955).
 Phys. Rev., 112, 1252 (1958).
 Canadian Journal Research, A 28, 113 (1950).
 Canad. Jour. Phys., 29, 518 (1951).
 Rev. Mod. Phys., 24, 28 (1952).
 Phys. Rev., 95, 464 (1954).
 Phys. Rev., 95, 471 (1954).
 Canad. Jour. Phys., 36, 407 (1958).
 Canad. Jour. Phys., Décembre 1959.
 Phys. Rev., 93, 1260 (1954).
 Phys. Rev., 78, 115 (1950).
 Bull. Amer. Phys. Soc., 1, 218 (1956).
 Phys. Rev., 97, 1184 (1955).
 Ann. Rev. Nucl. Sci., 6, 179 (1956).
 Phys. Rev., 91, 659 (1953).
 Phys. Rev., 97, 1185 (1955).
 Phys. Rev., 88, 812 (1952).
 Phys. Rev., 100, 1377 (1955).
 Phys. Rev., 100, 1375 (1955).
 Canad. Jour. Phys., 36 407 (1958).
 Phys. Rev., 115, 420 (1959).
 Phys. Rev., 77, 10 (1950).
 Comptes-Rendus, 249, 531 (1959).
 Supp. Nuovo Cimento, IV, 1162 (1956).
 Béta and Gamma Ray Spectroscopy, p. 156
 (1955).
 Phys. Rev., 99, 33 (1955).
 Phys. Rev., 99, 839 (1955).
 Nature, 134, 237 (1934).
 Canad. Jour. Phys., 32, 238 (1954).
 Helv. Phys. Acta, 22, 614 (1949).
 Phys. Rev., 86, 1043 (1952).
 Phys. Rev., 83, 1073 (1951).

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

“ Effet Mössbauer et ses applications ”

Vu et approuvé :

Paris, le 31 Mai 1960

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PERES.

Vu et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean SARRAILH.

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

1960

PROFESSEURS

Doyen : J. PERES

G. JULIA	T	Analyse supérieure et algèbre supérieure
DE BROGLIE	T	Théories physiques
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées
PERES	T	Mécanique des fluides et applications
BARRABE	T	Géologie structurale et géologie appliquée
BOURCART	T	Géographie physique et géologie dynamique
PLANTEFOL	T	Botanique
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie
CHAUDRON	T	Chimie appliquée
WYART	T	Minéralogie
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biologie végétale
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité
MONNIER	T	Physiologie générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique (E.N.S.)
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)
LAFFITTE	T	Chimie générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du Globe
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.)
CHRETIEN	T	Chimie minérale
P. DRACH	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique
WURMSER	T	Biologie physico-chimique
RIVIERE	T	Géologie (S.P.C.N.)
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.)
LUCAS	T	Recherches physiques
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée
M. MORAND	T	Enseignement de Physique
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.)
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides
DANJON	T	Astronomie
PETIT	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN	T	Embryologie
EICHORN	T	Biologie végétale (S.P.C.N.)
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.)
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie Physique
THELLIER	T	Physique du Globe

L'HERITIER	T	Génétique
GRIVET	T	Radioélectricité
PONCIN	T	Mécanique générale
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres
QUELET	T	Chimie organique
CAGNIARD	T	Géophysique appl.
CHAMPETIER	T	Chimie macromolécul.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffrac. électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste
VASSY	T	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	T	Théories physiques
M PRUVOST	T	Géologie
AMIEL	T	Chimie générale
HOCART	T	Minéralogie
J.P. MATHIEU	T	Physique (option) (Orsay)
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
MAY	T	Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie
FELDMANN	T	Biologie végétale marine
GUINIER	T	Physique des solides
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des probl. et physique math.
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et Intégr.
CHOUARD	T	Physiologie végétale
MALAVARD	T	Aviation
BRELOT	T	Calcul différentiel
NORMANT	T	Synthèse organique
BENARD	T	Chimie minérale
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.)
DUGUE	T	Statistiques mathématiques
GELOSO	T	Chimie (S.P.C.N.)
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie végétale
MARECHAL	T	Optique théorique et appliquée
KIRRMANN	T	Théories chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie générale
SALEM	T	Mathématiques générales
LELONG	T	Mathématiques générales
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées
EHRESMANN	T	Topologie algébrique
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.)
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique
GODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.)
PISOT	T	Technique mathématique de la Physique
ROCH E.	T	Géologie
SCHARTZMANN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.)
RIZET	T	Génétique
ROUTHIER	T	Géologie appliquée
M ^{me} TONNELAT	T	Relativité
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.)
SOUCHAY	T	Chimie générale
AIGRAIN	T	Electrotechnique générale
BRUSSET	T	Chimie minérale

M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies
Mme CHAIX		Chimie biologique
Mme HUREL-PY		Biologie végétale (P.C.B.)
PIAUX		Chimie (M.P.C.)
BRUN	T	Mécanique expérimentale des fluides
LEDERER	T	Chimie biologique
Mme DUBREIL	T	Mathématiques
Mme LELONG	T	Mathématiques (S.N.S.)
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.)
COTTE	T	Physique (Orsay)
DUBOIS J.E.	T	Chimie organique
LAMOTTE		Zoologie (E.N.S.)
MICHEL André	T	Chimie (S.P.C.N.)
OLMER	T	Energétique générale
ROUAULT	T	Physique générale
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER		Physiologie comparée
CAMUS		Physiologie végétale (3 ^e Cycle)
CASTAING		Physique générale
CURIEN		Minéralogie et cristallographie
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay)
PANNETIER		Chimie (S.P.C.N.)
POSSOMBES	T	Zoologie
PULLMANN		Chimie théorique
TEILLAC		Physique nucléaire et Radioactivité
TONNELAT		Biologie physico-chimique
VILLE	T	Econométrie
WILLEMART		Chimie (P.C.B.)
DODE	T	Chimie (S.P.C.N.) Orsay
FREYMANN	T	Physique générale
GUINOCHET	T	Biologie végétale (Orsay)
ROLLET	T	Chimie (P.C.B.)
M ^{lle} JOSIEN	T	Chimie (P.C.B.)
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
ARNOULT	T	Electronique
CHAPELLE	T	Physique (M.P.C.) Orsay
DELANGE	T	Mathématiques Orsay
DENY	T	Mathématiques (M.G.P.)
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides
LUCAS G.	T	Géologie
ALLARD		Chimie Physique
BERTHELOT		Physique Nucléaire et Radioactivité
BRICARD		Météorologie et Physique de l'atmosphère
Mme ALBE-FESSARD		Psycho-Physiologie
FRIEDEL		Physique des Solides
M. JULIA		Etude des Molécules organiques complexes
LENDER		Biologie animale (S.P.C.N.) Orsay
MAGAT		Physico-chimie des Rayonn.
M ^{lle} QUINTIN	T	Electrochimie
MONOT	T	Chimie du métabolisme
BENOIT	T	Physiologie animale
DE POSSEL	T	Analyse numérique
CHARLOT	T	Chimie analytique
HAISSINSKY	T	Radiochimie
LEMEE	T	Physiologie (B.M.P.V.)
GUERIN	T	Chimie (M.P.C.)

Secrétaire Général : C. MONIER.

IMPRIMERIE M. GELBARD

20, Rue Ferdinand-Duval

PARIS - IV^e

ARC. 99-59

